

Entwurf und Aufbau mikrooptischer Systeme für die Mess- und Übertragungstechnik

**Inauguraldissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
der Universität Mannheim**

vorgelegt von
okleveles villamosmérnök Róbert Klug
aus Budapest/Ungarn

Mannheim, 2002

Dekan: Professor Dr. Herbert Popp, Universität Mannheim
Referent: Professor Dr. Karl-Heinz Brenner, Universität Mannheim
Korreferent: Professor Dr. Jürgen Jahns, FernUniversität GH Hagen

Tag der mündlichen Prüfung: 19. November 2002

KAPITEL 1	<i>Mikrooptik im Überblick</i>	7
	Optische Integrationstechniken	9
	Freistrahloptik	9
	Planare integrierte Optik	10
	Integrierte Freistrahloptik	11
	3D-integrierte Optik in Schichttechnik	12
	Herstellung passiver mikrooptischer Komponenten	14
	Lithographie- und Ätztechniken	16
	Schmelzlackmethode	17
	Das LIGA-Verfahren	17
	Spritzguß, Prägetechnik und UV-Härten	18
	Ionenaustausch im Glas	18
	Diffraktive Volumenstrukturen	19
	Aufbautechniken	20
	Positionierung von gestapelten dünnen planaren Schichten	21
	Zusammenfassung	24
KAPITEL 2	<i>Hochgeöffnete Mikroobjektive durch Stapelung von Mikrolinsen</i>	25
	Motivation	25
	Design	26
	Entwurf eines Mikroobjektivs mit dem Strahlenverfolgungs- Programm TraceSys	26
	Beschreibung von TraceSys	26
	Design eines Mikroobjektivs aus vorhandenen Mikrolinsen	27

Neue Parametrisierung für die Beschreibung von Gradientenindex Mikrolinsen	28
<i>Das Lorentz-Fermi Modell</i>	29
<i>Skalierungsgesetze der Prozesse</i>	30
<i>Eigenschaften der Parameter b, k, m und μ</i>	33
<i>Optimierung eines 4-linsigen Mikroobjektives mit dem Lorentz- Fermi Modell</i>	37

Charakterisierung des Mikroobjektives 39

Charakterisierung von Mikrolinsen	39
<i>Messung der lokalen Phase</i>	39
<i>Wigner-Darstellung</i>	42

Abbildende Systeme	45
--------------------	----

Zusammenfassung 48

KAPITEL 3 *Konfokaler Sensor* 49

Aufgabenstellung 49

Design 50

Integration des Sensors mit dem Faserbündel	52
---	----

Charakterisierung des Sensorkopfes 53

Messung 1: Bestimmung der Faser-NA im Faserbündel	54
---	----

Messung 2: Bestimmung der durch Faserversatz verursachten Verlusten	55
--	----

Messung 3: Bestimmung der Verluste im optischen System	56
--	----

Messung 4: Bestimmung des Strahlverlaufs hinter dem konfokalen System	61
--	----

Messung 5: Bestimmung der Tiefenschärfe des Sensorkopfs	64
---	----

Zusammenfassung 66

KAPITEL 4 *Faseroptisches Übertragungssystem mit Winkelmultiplex* 69

Einführung, Motivation 69

Theoretische Grundlagen 70

Systemauslegung mit Toleranzanalyse 75

Multiplexer 75

<i>Multiplexer mit Einzellinse</i>	76
------------------------------------	----

<i>Multiplexer mit virtuell vergrößerten Lichtquellen</i>	78
<i>Multiplexer mit Makro-Optik</i>	78
<i>Multiplexer mit Mikrooptik</i>	79
Demultiplexer	83
Einfluss von Justagefehlern	88
<i>Strahlverfolgung eines optischen Systems mit gekippten off-axis Komponenten</i>	89
<i>Toleranzberechnung für Multiplexer</i>	93
Toleranzforderungen aus dem Richtungsfehler	94
Toleranzforderungen zur Minderung der Positionsfehler	98
<i>Toleranzberechnung für Demultiplexer</i>	99
Fehler am CGH	101
Fehler in der Detektorebene	104
Behandlung von Gauß-Verteilungen	110
<i>Einfacher Gauß-Strahl</i>	110
Winkelspektrum des Gauß-Strahls	111
Energie-Inhalt des Gauß-Strahls	113
Schräg einfallender Gauß-Strahl	113
Dezentrierter Gauß-Strahl	115
<i>Ringförmige Gauß-Verteilung</i>	117
Übersprechen in Abhängigkeit der Ringbreite	119
Übersprechen aufgrund von Misalignment	120
Übersprechen im Beispielsystem	124
<i>Verluste am Detektor</i>	126
Zusammenfassung	128
Charakterisierung	130
Bestimmung von Parametern einer Multimode-Faser	131
Prüfung der Empfindlichkeit gegen Biegen	133
Messungen des Übersprechens mit einem experimentellen Demultiplexer	133
Charakterisierung der Gauß-Taille bei der Einkopplung	134
Zusammenfassung	137

KAPITEL 5 *Anhang* 139

Beschreibung des Programms “ADM Designer”	139
Ein- und Ausgabekonventionen	139

Parametereingabe für das ADM-System **140**

Lichtquelle 140

Multimode-Faser 141

Demultiplexer 142

Toleranz 143

Linsenbrennweiten 143

Darstellung der Ergebnisse **144**

Diagramme des fehlerfreien ADM-Systems 146

Intensitätsverteilung in der CGH-Ebene 146

Übersprechen in den einzelnen Kanälen 146

Übersprechen in Abhängigkeit von Kanalzahl, Faserlänge
und Brennweite 147

Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Brennweite der Mikro-
linse 147

Intensitätsverteilung in der Nähe des Detektors 147

Diagramme mit Berücksichtigung der Toleranz 148

Intensitätsverteilung in der CGH-Ebene 148

Übersprechen in den einzelnen Kanälen 149

Toleranz im Multiplexer 149

Toleranz im Demultiplexer 151

Verlust am Detektor 151

Eigenschaften der erf(x) Funktion 152

Literaturverzeichnis 153

Danksagung 159

Lebenslauf 160

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Einsatz der Mikrooptik in der Informations- und Messtechnik. Gerade in der Informationstechnik eröffnet sich ein immer größeres Potential für den Einsatz optischer Methoden. Dabei ist das Ziel nicht die Ersetzung elektronischer Verfahren, sondern die Optimierung der Gesamtleistung durch die Zusammenarbeit beider Technologien. Die Elektronik stößt aufgrund stetig wachsender Anforderungen hinsichtlich Bandbreite und Taktfrequenz zunehmend an ihre physikalischen Grenzen. Die Optik kann helfen, diese Probleme zu beheben.

Denkt man an den Einsatz der Elektronik bzw. der Optik in der Informations- und Messtechnik, so fällt auf, dass sich die Optik im kommerziellen Bereich nicht so verbreitet hat wie die Elektrotechnik, obwohl einige Funktionen mit optischen Methoden eleganter, weniger komplex und oft (theoretisch) mit besseren Eigenschaften realisierbar wären. Die Gründe dafür sind die Folgenden:

Sehr viele Arten von Anwendungen konnten mit einer Gruppe von ähnlichen Technologien, nämlich mit auf Silizium basierten Halbleiter-Elementen monolithisch realisiert werden. Diese Technologien wurden ständig verbessert und damit die Eigenschaften der elektronischen Geräten immer besser. Zum Beispiel wird die Leistungsfähigkeit von Prozessoren Jahr für Jahr verdoppelt. Eine Herstellung von optischen Komponenten wäre mit diesen Technologien auch möglich, aber dazu müssten bestehende Prozesse erweitert werden. Das Risiko, einen laufenden Prozess zu verändern scheint aber derzeit noch zu hoch.

Zum Beispiel wird eine dünne Photolack-Schicht mit einer Dicke von weniger als $1\text{ }\mu\text{m}$ auf das Halbleiter-Substrat aufgeschleudert und für den Prozess in einer Lithographie-Anlage einmal belichtet, um Ätzung der submikron kleinen Strukturen vorzubereiten. Für optische Komponenten wäre eine deutlich dickere Photolack-Schicht mit einer Dicke von mehr als $10\text{ }\mu\text{m}$ nötig und diese Schicht müsste länger oder mehrmals beleuchtet werden. Erst in den letzten Jahren wurden mikro-mechanische und

auch mikrooptische Komponenten (Mikromembrane, bewegbare Mikrospiegel) mit konventionellen Halbleiterherstellungsreihen gefertigt.

Andererseits braucht man auch andere Ansätze in der Optik, als in der Elektrotechnik, weil andere, andersartige Freiheitsgrade in der Optik gegeben sind. In der Optik kann der drei dimensionale Raum mit Signalen mit verschiedenen Wellenlängen (eng gepackte Trägerfrequenzen) gefüllt werden, ohne dass sich die Signale gegenseitig stören würden. In der Optik wird gerade die hochfrequente elektro-magnetische Strahlung (das Licht) in dem Terahertz-Bereich als Informationsträger verwendet, was man in der hochfrequenten Mikroelektronik in dem Gigaherz-Bereich wegen der Kopplung der Signalen zwischen den Leitungen vermeiden will. Wie später detailliert erläutert wird, kann das Licht auch in ein- und zweidimensionalen Leiterbahnen (Licht-Wellenleiter) geführt oder im dreidimensionalen freien Raum verarbeitet werden.

In speziellen Gebieten, wie zum Beispiel in der berührungslosen Messtechnik, ist schon seit langem bekannt, dass die Optik viele Vorteile bietet. Aber diese Messgeräte sind wegen der verwendeten makrooptischen Elemente oft sehr groß und schwer. Es gibt einen hohen Bedarf an mikrooptischen Elementen, optoelektronischen Bauteilen und Aufbaukonzepten, damit diese Geräte mobiler werden und einfacher zu handhaben sind.

Weiterhin können die physikalischen Grenzen der Leistungsfähigkeit heutiger Informationsverarbeitungssysteme durch eine Kombination elektronischer und mikrooptischer Übertragungs- und Verbindungstechniken deutlich erweitert werden. Hierbei darf man nicht den Fehler machen, dass man zu viel Funktionalität mit der Optik realisiert. Man muss den Stand der Technik sowohl in der Optik als auch in der Elektronik kennen und die Funktionen mit der einfacheren und kostengünstigeren Technik realisieren. Zum Beispiel kann die zeitliche Verschiebung von Signalen (skew) mit zusätzlichen optischen Elementen oder in einer aufwendigen Anordnung kompensiert werden. Dies ist aber eine Routineaufgabe in der elektrischen Signalverarbeitung.

Im Rahmen dieser Dissertation wird gezeigt, dass komplexe und mehrlinsige optische Systeme auch auf mikrooptischer Skala durch die Technik der Schichtstapelung realisiert werden können. Hierzu werden zunächst die Einzelkomponenten charakterisiert und modelliert. Die Systemoptimierung geschieht mit einer numerischen Strahlverfolgung, ähnlich wie in der Makrooptik. Für den präzisen Zusammenbau der Schichten wurde ein spezielles Alignmentverfahren entwickelt. Es wurde hiermit eine Deckungsgenauigkeit von 5 μm erzielt. Als Anwendungsbeispiel dieser Technik wurde ein konfokales Sensorarray für die Medizintechnik hergestellt.

Weiterhin wird der Entwurf und die Toleranzanalyse eines neuartigen Multiplexverfahrens mit mikrooptischen Elementen für die Übertragungstechnik vorgestellt.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Möglichkeiten in der Mikrooptik gegeben. Im Kapitel 2 ist eine aufwendigere mikrooptische Komponente, eine Matrix von hochgeöffneten Mikroobjektiven, bestehend aus drei Mikrolinsen, beschrieben. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Entwurf und der Charakterisierung eines mikrooptischen konfokalen Sensors. Im Kapitel 4 wird ein faseroptisches Übertragungssystem vorgestellt, das ausschließlich aus passiven mikrooptischen Komponenten aufgebaut ist.

Optische Integrationstechniken

Licht kann als elektromagnetische Strahlung prinzipiell den gesamten Raum ausfüllen. Für eine gerichtete Übertragung von Signalen muss das Licht in seiner räumlichen Verteilung eingeschränkt werden. Je nach Grad der Einschränkung unterscheidet man zwischen ungeführter oder geführter Lichtausbreitung. Die entsprechenden Realisierungsmöglichkeiten werden nachfolgend hinsichtlich ihres Integrationsgrades erläutert.

Freistrahloptik

Das Licht breitet sich im freien Raum aus und wird nur durch einzelne Komponenten geführt. In diesem Fall werden die optischen Komponenten frei im Raum angeordnet, um verschiedene Funktionen zu realisieren. Elementare optische Funktionen wie Strahlbündelung, -ablenkung oder -führung können mit Linsen, Prismen, Strahlteilern, Gittern oder Hologrammen realisiert werden. Linsen werden zur Kollimation, Fokussierung und Abbildung verwendet. Prismen werden zur Strahlablenkung eingesetzt. Lange Lichtwege werden mit Spiegeln gefaltet und damit verkürzt. Freistrahloptik findet man in klassischen optischen Geräten, wie Mikroskop, Spiegelreflexkamera, Teleskop, Spektrometer oder klassisches Interferometer.

Der Nachteil des Aufbaus von Einzelkomponenten liegt im Justageaufwand: Jede der beteiligten Komponenten muss bezüglich Verschiebung, Verkippung und Drehung justiert werden. Das bedeutet sechs Freiheitsgrade pro Element und dazu kommen noch die optischen Parameter der Komponente, wie es z.B. die Brennweite einer Linse oder der Ablenkwinkel eines Prismas. Ziel einer Integration muss es daher sein, diese Freiheitsgrade zu reduzieren, wie im Abschnitt "Aufbautechniken" ab Seite 20 näher ausgeführt wird. Wenn man die großen klassischen Geräte herunterskalieren und mikrooptisch realisieren will, müssen folgende Aspekte betrachtet werden:

- a. Das Bildfeld wird kleiner - das zu verarbeitende Signal muss eine kleinere räumliche Ausdehnung haben.
- b. Die Beugung am Rand der Komponenten kann nicht mehr so, wie bei den makroskopischen Komponenten vernachlässigt werden. Auch ein dicht gepacktes Feld refraktiver Mikrolinsen oder Mikroprismen zeigt bei ausreichend kleiner Ausdehnung der Einzelelemente Beugungserscheinungen. (z. B. Selbstabbildung der Brennebenen von Mikrolinsenarrays)
- c. Die einzelnen Elemente müssen noch genauer justiert werden, als in der Makrooptik.

Mit Freistrahloptik können auch planar angeordnete Daten parallel übertragen werden. Physikalisch bildet das optische System die Datenkanäle der Eingangsebene auf korrespondierende Kanäle in der Ausgangsebene ab. Man kann sich das so, wie die Übertragung eines Bildes vorstellen. Das optische System ist dabei unabhängig von der Lage der einzelnen Datenkanäle in einer Ebene. Die Kanaldichte ist lediglich durch das Auflösungsvermögen der Abbildung begrenzt. Die Integrationsdichte ist optisch durchaus vergleichbar mit der der Mikroelektronik. Mit Freistrahloptik lassen sich typischerweise 10.000 Kanäle pro mm^2 verbinden.

Planare integrierte Optik

In der planaren, zweidimensionalen integrierten Optik werden planare Wellenleiter verwendet [1, 2]. Diese Methode entwickelte sich aus den Integrationsmethoden der Elektronik. Als Substrate werden meist LiNbO_3 , Glas, Silizium oder Kunststoffe benutzt. LiNbO_3 eignet sich wegen des elektro-optischen Effekts in diesem Material auch für Schaltoperationen. Hierbei wird Licht - ähnlich den Leiterbahnen in der Elektronik - in Wellenleitern geführt.

Schwierigkeiten ergeben sich bei der topologischen Ausführung der Leiterbahnen und der Schaltkreise. Aufgrund der zweidimensionalen Integration dürfen sich Wellenleiter wegen Kopplungseffekten nicht zu nahe kommen. Leitungen dürfen sich auch nicht überkreuzen. Außerdem kann die Lichtführung nicht beliebig gekrümmt werden, da sonst Lichtverluste an Grenzflächen vermehrt auftreten. Der typische minimale Krümmungsradius liegt bei 1-3 mm. Probleme ergeben sich auch durch Verluste bei der Reflexion innerhalb der Wellenleiter (Dämpfung), sowie bei der Ankopplung von Fasern. Ein besonderes Problem bereitet die Einkopplung von Licht in Monomode-Wellenleiter. Bei jedem Eintritt und Austritt aus dem Substrat entstehen hierdurch Lichtverluste.

Aus der Literatur ist eine Vielzahl von planaren optischen Elementen, wie Linsen, Prismen oder Schalter bekannt. Ebenso existieren Systeme wie beispielsweise 4-f-Aufbauten oder Interferometer. Die wesentlichen Restriktionen der planaren Optik sind die Zweidimensionalität und der Leitungscharakter.

Jeder Informationskanal wird durch einen Wellenleiter zwischen dem Sender und dem Empfänger physikalisch individuell verbunden. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass jeder Kanal prinzipiell unterschiedlich behandelt werden kann. Von prinzipiellem Nachteil ist, dass die natürliche Parallelität der Optik dabei aufgegeben wird.

Integrierte Freistrahloptik

Ein weiterer Schritt in Richtung dreidimensionale Mikro-Integration ist die Anordnung der mikrooptischen Elemente an beiden Seiten eines Substrates. Hier werden in ein Glassubstrat oder in ein SiO_2 -Substrat diffraktive optische Komponenten (Gitter) mit der Funktion von Strahlteiler, Linsen u.ä. geätzt. Vorteilhafterweise kann dabei die Technologie und die Präzision der Mikrolithographie ausgenutzt werden. Das Licht breitet sich in Totalreflexion zwischen den zwei Oberflächen des Substrates auf einem Zick-Zack-Weg aus (Abbildung 1-1). Realisiert wurden bereits konventionelle optische Bauten wie zum Beispiel 4-f Systeme [3]. Probleme können durch die Off-Axis-Verwendung von Linsen, sowie durch Lichtverluste bei der Benutzung diffraktiver Elemente auftreten. Das erste Problem kann durch entsprechende Anordnung verringert werden [4].

Die Wellenlängenabhängigkeit des Ablenkungswinkels ist bei diffraktiven Elementen ca. 10-fach größer als bei refraktiven Komponenten. Die geschickte Ausnutzung dieser Eigenschaft ermöglicht trotzdem den Aufbau korrigierter achromatischer Systeme [5].

Bei einer weiteren Aufbautechnik besteht die Möglichkeit die Ausbreitungsstrecken des Lichtes, die bei der freistrahloptischen Signalbearbeitung nicht durch Komponenten belegt sind, mit Material aufzufüllen (Abbildung 1-2). Dadurch wird die Montage der Einzelteile mit direktem physikalischem Kontakt möglich. Der Justageaufwand kann dann z.B. durch mechanische Anschlüsse substantiell erleichtert werden, wie in Abschnitt "Aufbautechniken" ab Seite 20 näher erläutert wird. Solche Komponenten sind flexibel einsetzbar, da durch einfaches Aufstecken anderer optischer Elemente eine andere Funktion erzielt werden kann [6]. Gleichzeitig bleibt die Möglichkeit der parallelen Übertragung mit hoher Informationsdichte erhalten.

Abb. 1-1. Schematischer Aufbau einer planar integrierten freistrahloptischen Übertragung nach [3]

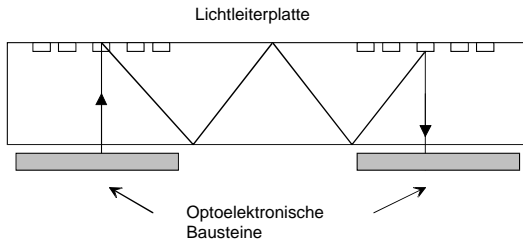
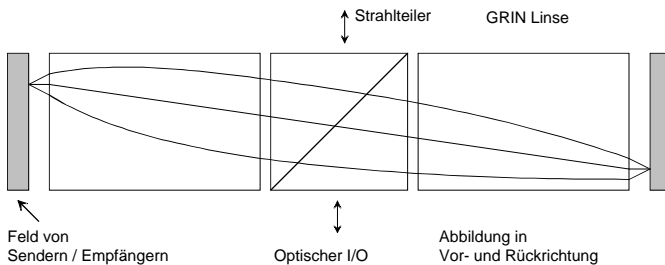


Abb. 1-2. Schematischer Aufbau einer integrierten freistrahloptischen Übertragung nach [6]

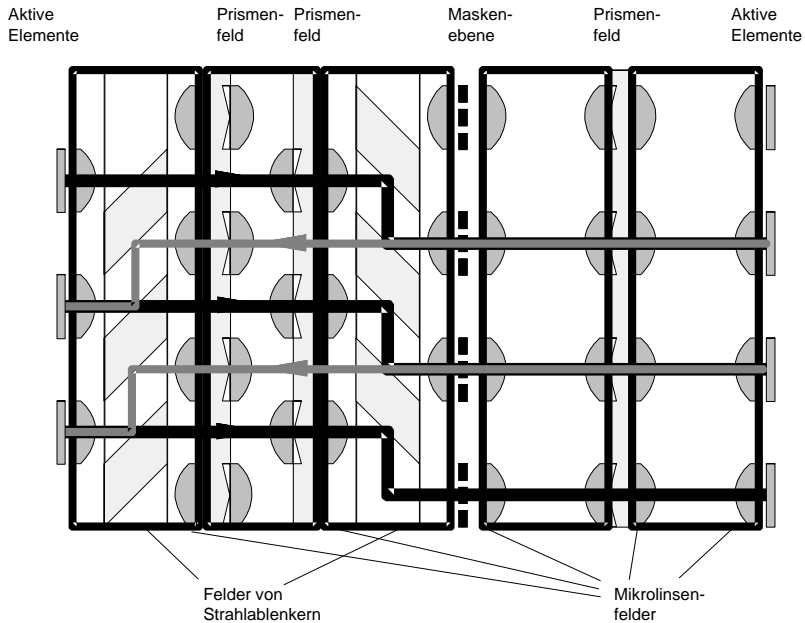


3D-integrierte Optik in Schichttechnik

Eine Integrationsstrategie sollte eine hohe Bauteildichte und leichte Erweiterbarkeit (Skalierbarkeit) bei gleichzeitiger einfacher Herstellbarkeit erlauben. Die 3D-integrierte optische Verbindung in Schichttechnik [7] erfüllt beide Anforderungen (Abbildung 1-3): Der optische Pfad ist nicht beschränkt auf die direkte Verbindung zwischen Sender und Empfänger, was eine dichtere Packung der optischen Elemente erlaubt. Die Funktionalität kann durch einfaches Aufstecken/Austauschen weiterer Schichten mit geringem Justageaufwand erweitert/modifiziert werden. Die Herstellung wird dadurch erleichtert, dass in jeder Schicht nur gleichartige optische Elemente verwendet werden.

Die Felder der Mikrolinsen halten das Licht in einem begrenzten Volumen ('Licht-Röhre'). Somit werden einzelne Informationskanäle gebildet. Mit einem Prisma kann z.B. ein Lichtsignal von einem Kanal in einen anderen umgelenkt werden oder mit Strahlteilern kann ein Teil der Lichtintensität eines Kanals in einen anderen Kanal umgekoppelt werden. In bestimmten (Fourier) Ebenen des Systems können die Sig-

Abb. 1-3. Schematischer Aufbau einer 3D-integrierten optischen Übertragung



nenal mit geeigneten Masken gefiltert werden - z. B. räumlich hochfrequente oder niederfrequente Teil unterdrücken - oder mit Hologrammen die räumliche Verteilung des Lichts umgeformt werden.

Die bisherigen Funktionen sind mit passiven mikrooptischen Elementen realisierbar. Mit der Verwendung von aktiven Komponenten ist es möglich, einzelne Lichtwege zu blockieren, umzuschalten oder sogar optische Funktionen zu ändern. Aktive optische Komponenten sind:

- Flüssigkristalle: Das Anlegen elektrischer Felder bewirkt eine Drehung langer Moleküle und damit ändert sich die Lichtdurchlässigkeit des Flüssigkristalls in einer Richtung.
- Spezielle doppelbrechende Kunststoffe: hier wird die Richtung der Doppelbrechung mit dem Anlegen von elektrischem Feld gedreht und somit der Brechungsindex in einer Richtung geändert.
- Optisch aktive nichtlineare Kristalle, z.B. LiNbO_3 : Einen hohe Lichtleistung ordnet die Leitungsträger im Kristall um, und somit wird der Brechungsindex lokal geändert. Der Lichtstrahl mit hoher Leistung hat typischerweise eine andere Richtung und auch eine andere Wellenlänge, als das signaltragende Licht mit geringe-

rer Leistung. Weiterhin kann die Information mit hoher Lichtleistung gespeichert und mit geringerer Intensität ausgelesen werden.

- d. SEED-Modulatoren: Das Absorptionsverhalten eines SEEDs kann durch ein externes elektrisches Feld gesteuert werden [8]. Um die Steuerung der Absorption durch ein optisches Signal zu ermöglichen, wird eine MQW-Struktur (multiple quantum well oder zu deutsch Mehrfilmschichtenstruktur) in den intrinsischen (eigenleitenden) Bereich eines PN-Übergangs eingebettet. Die dadurch entstehende MQW-Diode mit PIN-Struktur erzeugt bei Lichteinstrahlung einen Photostrom und ein elektrisches Feld, das dem durch den PN-Übergang entstandenen Feld entgegengerichtet ist. D.h., durch den Photonenstrom kann man das am SEED wirkende elektrische Feld steuern und damit das Absorptionsverhalten verändern. Auf dieser Weise läßt sich ein mit Licht schaltbares optisches Logikelement realisieren.
- e. VCSEL: Mit den “Vertical Cavity Surface Emitting Laser Diodes” stehen heute Lichtquellen zur Verfügung, die auf einem elektronischen CHIP bis zu einem Abstand von 10 μm integriert und im GHz-Bereich moduliert werden können [9]. Unter leichter Abwandlung des Herstellungsprozesses können diese VCSEL-Elemente auch als Detektoren verwendet werden [10].

Im nächsten Abschnitt werden die Herstellungsmöglichkeiten für passive mikrooptische Komponenten vorgestellt.

Herstellung passiver mikrooptischer Komponenten

Eine wichtige Konsequenz aus der Forderung nach Miniaturisierbarkeit ist die Einhaltung vorgegebener Maße und Geometrien. Wenn typische Ausdehnungen von mikrooptischen Komponenten im Bereich von einigen 100 μm liegen, muss ihre Lage in einem optischen System auf 1-10 μm genau bestimmt sein, um Fehlfunktionen zu vermeiden. Deshalb wird die Geometrie mikrooptischer Komponenten typischerweise mit lithographischen Standardmethoden festgelegt.

Weitere Anforderungen an diese Komponenten sind mechanische Stabilität, präzise Referenzflächen für den Zusammenbau mit anderen Komponenten und optische Leistungsfähigkeit. Die optischen Anforderungen sind beispielsweise: Minimale Aberration, chromatisches Verhalten (gering oder ausgeprägt, je nach Anwendung), maximaler Wirkungsgrad und ggf. hohe Zerstörschwelle. Je nach geforderter Eigenschaft ist es sinnvoll, optisch beugende (diffraktive) oder brechende (refraktive) Komponenten zu verwenden, wovon die Herstellungsmethode abhängt. Weiterhin unterscheidet man zwischen volumen- und oberflächenstrukturierten Komponenten, je nach Art ihrer Wechselwirkung mit Licht. Die volumenstrukturierten Komponenten

haben den prinzipiellen Vorteil, dass ihre Oberfläche nicht zur optischen Funktion beiträgt. Daher sind solche Komponenten prinzipiell robuster als oberflächenstrukturierte. Auch kann die Oberfläche für weitere Bearbeitungsschritte wie Beschichtung oder Montage genutzt werden. Andererseits können die volumenstrukturierten Komponenten schwieriger reproduziert werden, als die oberflächenstrukturierten Komponenten.

Der Zusammenhang zwischen der Art der optischen Wechselwirkung und den für die Signalverarbeitung wichtigen Eigenschaften ist in Tabelle 1-1 dargestellt.

TABELLE 1-1. Eigenschaften mikrooptischer Komponenten nach der Art ihrer optischen Wechselwirkung

Eigenschaft	refraktiv (Oberfläche)	refraktiv (Volumen)	diffraktiv (Oberfläche)	diffraktiv (Volumen)
chromatisches Verhalten	wenig ausgeprägt	sehr gering	stark ausgeprägt	sehr stark ausgeprägt
Winkelselektivität	schwach	sehr schwach	stark	sehr stark
Ablenkbereich	mittel	mittel	gering	groß
Maßnahmen für Robustheit	versiegeln der Oberfl.	keine	versiegeln der Oberfl.	vollständ. versiegeln

Die Vor- und Nachteile der verschiedenen optischen Elemente sind nicht absolut zu sehen: Eine hohe Toleranz der Komponenten kann sich beispielsweise günstig auf den Justageaufwand auswirken. Eine geringe Toleranz kann zum Kodieren von logischen Kanälen verwendet werden (Multiplex-Verfahren).

Die verschiedenen optischen Eigenschaften werden je nach Art der Wechselwirkung mit Licht auf unterschiedliche Weise realisiert, wie aus Tabelle 1-2 ersichtlich wird. Die Anwendbarkeit der einzelnen Herstellungsverfahren wird in den nächsten Abschnitten ausführlich beschrieben.

TABELLE 1-2. Typische Herstellungsverfahren mikrooptischer Komponenten nach der Art ihrer optischen Wechselwirkung

Wechselwirkung	Verfahren
refraktiv (Oberfläche)	Schmelzen von Photolack, Direktschreiben in Photolack, LIGA
refraktiv (Volumen)	Ionen-Austausch
diffraktiv (Oberfläche)	Lithographie, Grauton-Lithographie, Ätzen
diffraktiv (Volumen)	interferometrisch

Lithographie- und Ätztechniken

Mit einem lithographischen Prozess werden feine Mikrostrukturen in ein bestrahlungsempfindliches Material geschrieben, und das belichtete Gebiet wird weiterverarbeitet. In der Mikrooptik können mit dieser Methode diffraktive Oberflächenstrukturen erstellt werden. Die Mikrostrukturen werden mit einem Laser- bzw. Elektronenstrahl geschrieben. Als bestrahlungsempfindliches Material wird meistens ein spezieller Polymer - Photolack verwendet, der vor der Bestrahlung auf das Substrat aufgeschleudert wird. Mit blauem Licht oder mit dem Elektronenstrahl können submikron kleine Strukturen in den Photolack geschrieben werden (zur Zeit beträgt die kleinste Linienbreite $0.12\text{ }\mu\text{m}$). Aber diese Strukturen sind nur binär in dem Sinn, dass der Entwickler (Ätze) des Photolacks nur zwischen belichteten und unbelichteten Gebieten unterscheidet. Wenn man Bilder mit Grautonwerten schreiben will, muss ein Dithering-Verfahren angewenden werden.

Die entwickelte Photolackstruktur kann in einem nachfolgenden Schritt in das Substrat übertragen werden. Man verwendet dazu typischerweise das Reaktive Ionen Ätzen (RIE) als anisotropen Prozess zur Erhaltung der lateralen Strukturgeometrie [11]. Auf diese Weise wird die binäre Höhe des Photolackes in das Substrat kopiert, wobei ein deutlich größerer Höhenunterschied, als die Höhe des Photolacks im Substrat erstellt werden kann. Wenn man eine Oberfläche mit mehr als zwei Höhen realisieren will, muss man mehrere unterschiedliche Photolack-Masken verwenden und in den nachfolgenden Ätzprozessen immer kleinere Tiefen in das Substrat ätzen. So können mit N Masken 2^N verschiedene Höhen erstellt werden.

Die lithografische Herstellung von Grautonmasken und komplizierten Oberflächen wurde im letzten Jahr mit der Grautonlithographie deutlich erleichtert [12, 13]. Bei diesem Verfahren wird ein speziell dotiertes Glas mit einem Elektronenstrahl von 20-30 kV mit unterschiedlicher Dosis bestrahlt. Abhängig von der Dosis ändert sich die optische Dichte des Glases von 0.1 bis 1.2 bei sichtbaren Wellenlängen. Mit diesem Glas ist eine Auflösung bis zu $0.2\text{ }\mu\text{m}$ mit mehreren hundert Graustufen erreichbar. Das bestrahlte Glas wird als Maske für die Beleuchtung des Photolacks verwendet. Auf diese Weise kann ein kontinuierlicher Höheunterschied von 10-20 μm im Photolack realisiert werden, was man mit einem geeigneten Ätz-Prozess bis zu einer Höhe von 100 μm ins Substrat übertragen kann.

Vor dem Ätzen kann die Oberfläche des Substrats auch anders vorbereitet werden. In ein spezialgehärtetes Glas werden mit einem Diamantstift an verschiedenen Stellen kleinste Löcher gestoßen [14, 15]. Diese Stellen werden beim anschließenden Ätzbad (z.B. Fluorsäure) leichter geätzt, als die nicht beschädigte Bereiche der gehärteten Glasfläche. Wegen der Isotropie des Glases entstehen dabei sphärische Gruben, die sich in hervorragende Weise als Negativlinsen eignen. Durch statistische Überlage-

ung solcher Linsenelemente entstehen Mattscheiben, wofür das Verfahren zunächst benutzt wurde.

Schmelzlackmethode

Die Schmelzlackmethode wird für die Herstellung von plan-konvexen refraktiven Mikrolinsen verwendet [16-19]. Diese Linsen haben typischerweise eine numerische Apertur (NA) von 0.2-0.3 und einen Durchmesser von 5 μm bis 5 mm. Bei der Fertigung der Linsen wird erst eine Chrom-Maske lithographisch strukturiert und durch diese Maske wird eine dicke Photolack-Schicht in direktem Kontakt belichtet. Dann wird der belichtete Teil des Photolacks in einem Standardprozess entfernt. Der Rest des Photolacks wird in einem Ofen geschmolzen. Die geschmolzenen Linsen bekommen ihre halbkugelförmige Form durch Oberflächenspannung. Die so entstehenden Linsen können mit RIE in Glas übertragen oder als Muster zur Reproduktion verwendet werden. Die geschmolzenen Mikrolinsen haben eine nahezu sphärische Oberfläche. Bei der Übertragung dieser Fläche in das Substrat können die Linsen auch für beugungsbegrenzte optische Leistung optimiert werden.

Das LIGA-Verfahren

Zur Fertigung hochpräziser Mikrostrukturen mit großer Strukturhöhe wurde das LIGA-Verfahren entwickelt. [20, 21] Es beruht auf der Kombination von **L**ithographie mit Synchrotronstrahlung, **G**alvanoformung und **A**bformung. Damit ist die Herstellung von Mikrostrukturen mit Strukturhöhen von mehreren hundert Mikrometern bei kleinsten lateralen Abmessungen bis zu 10 μm möglich. Die Fertigungstoleranzen liegen im Submikrometerbereich und die mehrere hundert Mikrometer hohe Wände der Mikrostrukturen haben eine hohe optische Qualität. Als Materialien können Metalle, Legierungen, Kunststoffe und Keramiken eingesetzt werden. Auf dieser Weise lassen sich nicht nur Mikroprismen und Zylinderlinsen realisieren, sondern auch hochpräzise Halterungen für andere mikrooptische Komponenten.

Beim LIGA-Verfahren werden durch einen Lithographieschritt mit Synchrotronstrahlung primäre Mikrostrukturen großer Höhe erzeugt, von denen in wechselnder Folge komplementäre und formmäßig gleiche Kopien hergestellt werden. Entscheidend für die hochpräzise Strukturierung ist die Herstellung der Masken für den Lithographieschritt mit geeigneten Dicken bis zu 15 μm .

Der Nachteil dieser Methode sind die hohen Kosten einer Musterform, mit der dann aber durch eine Prägetechnik kostengünstig viele Mikrostrukturen hergestellt werden können.

Spritzguß, Prägetechnik und UV-Härten

Seit der Herstellung von CD- und DVD-Scheiben ist es kein Problem mehr, Oberflächen-Strukturen im Submikron-Bereich kostengünstig in großer Serie in Polycarbonat oder in Polymethyl Methacrylate (PMMA) zu reproduzieren [22]. Mit den bisher beschriebenen Technologien (Lithographie- und Ätztechniken, Schmelzlackmethode und LIGA) können die Negative von gewünschten Komponenten erstellt werden oder alternativ von fertigen Komponenten galvanisch die Negative reproduziert werden. Diese negative Form wird anschließend in PMMA gepresst. Die Formgebung wird bei einer über dem Glaspunkt von PMMA liegenden Temperatur durchgeführt. Beim Spritzguß wird flüssiges oder granuliertes Material heiß unter hohem Druck in eine Form gepresst. Auf dieser Weise lassen sich kompliziertere Formen wie z.B. Formen mit Löchern realisieren.

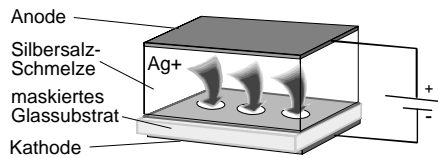
Weiterhin kann die negative Form mit flüssigem Monomer aufgefüllt und unter UV-Licht ausgehärtet werden. Bei allen drei Methoden muß darauf geachtet werden, dass das abgeformte Element seine Form während der Abkühlung oder bei der Entfernung des Werkzeuges ändern kann.

Ionenaustausch im Glas

Mit dem Ionen-Austausch werden vornehmlich refraktive Volumenelemente hergestellt [23-28]. Der Austausch-Prozess ist in Abbildung 1-4 schematisch dargestellt. In einem Substrat (z.B. Glas) wird eine Ionenart (z.B. Na^+) durch eine andere (z.B. Ag^+) graduell ersetzt. Die Orte des Eindringens und die Menge der Austausch-Ionen können durch vorheriges Aufbringen und Strukturieren einer Maske auf dem Substrat definiert werden. Durch den Ionenaustausch wird eine lokale Änderung des Brechungsindex's im Substrat erzielt. Diese lokale Änderung kann grundsätzlich mit drei unterschiedlichen Prozessen erreicht werden. Beim thermischen Austausch wird die Metallsalz-Schmelze auf das Substrat aufgetragen und die Ionen werden rein thermisch ausgetauscht. Beim feldunterstützten Ionenaustausch wird der Austausch-Prozess mit einem angelegten elektrischen Feld beschleunigt, woraus auch eine andere Brechungsindex-Verteilung resultiert. Weiterhin können die ausgetauschten Ionen in einem Nachdiffusion-Prozess ohne Salzsäure im Substrat thermisch verteilt werden.

Das Maß der Änderung kann bei dem Austausch durch die Menge und Art der ersetzten Ionen in einem geeigneten Prozess beeinflusst werden. Der größte Brechungsindex-Unterschied ($\Delta n=0.11$) kann mit Silber oder mit Thallium erreicht werden. Da Thallium sehr giftig ist, werden am Lehrstuhl nur Silber-Ionen verwendet.

Abb. 1-4. Prinzip des feldunterstützten Ag^+/Na^+ -Ionenaustausches in Glas



Mit verschiedenen Masken und Prozessparametern können verschiedene Mikrolinsen, D-Rod Linsen oder D-Wellenleiter realisiert werden. [29] Werden in der Maske kleine Löcher mit einem Durchmesser von einigen Mikrometern geöffnet und die Ionen im Substrat feldunterstützt ausgetauscht, erhält man Mikrolinsen mit einer nahezu stufenförmigen Indexverteilung. Ist die Austauschtiefe groß gegenüber der Maskenöffnung, wird die Indexverteilung halbkugelförmig. Mit einem Nachdiffusion-Prozess kann diese Verteilung geändert werden und die Linse für Kollimation optimiert werden [30]. Diese Linsen können mit einer Brennweite von 0.4-1.5 mm und mit einer NA von 0.1-0.2 hergestellt werden.

Öffnet man auf der Maske Linien, Kurven oder Y-förmige Strukturen und tauscht man die Ionen mit dieser Maske feldunterstützt aus, so entsteht ein D-Wellenleiter bzw. Verteiler im Glassubstrat. Der Wellenleiter hat einen typischen Durchmesser von 50-200 μm . Wenn man die entlang einer Linie ausgetauschten Ionen so nachdiffundiert, dass die Indexverteilung im Substrat hyperbolisch wird, bekommt man Stab-Linsen mit einer NA von 0.4.

Weiterhin können konzentrische Kreisinge mit geeigneten Stärken in die Maske geschrieben und die Ionen rein thermisch ausgetauscht werden. Es entstehen Mikrolinsen mit einer Brennweite größer als 4 mm und mit einer NA kleiner als 0.06

Die Reihe der herstellbaren Komponenten mit dieser Technik ist noch nicht abgeschlossen, da viele Variationen von Masken und Prozeßparameter noch realisierbar sind.

Diffraktive Volumenstrukturen

Diffraktive Volumenstrukturen werden holographisch in Film, in optisch aktive Kristalle oder in Polymere geschrieben [31]. Zur Holographie ist eine zeitlich kohärente Lichtquelle nötig. Das Licht wird in zwei Teile geteilt. Ein Teil des Lichts wird als Referenz-Welle genutzt und mit diesem Teil wird das Speichermedium nur einfach beleuchtet. Von dem anderen Teil des Lichts wird mit der Hilfe eines aufwendigeren optischen Aufbaus die Soll-Verteilung erzeugt, die später einfach mit dem einzelnen

Volumen-Hologramm rekonstruiert wird. Die Objekt- und Referenzwellen interferieren im Medium und dieses Interferenzmuster wird im Medium bei hoher Leistung gespeichert.

Bei der Rekonstruktion der Objektwelle wird das Hologramm mit einer Referenzwelle aber mit geringerer Leistung beleuchtet. Dabei muss die Polarisierung, die Wellenlänge und die Richtung der Referenzwelle eingehalten werden. Mit der Änderung dieser Eigenschaften können mehrere Bilder im Medium gespeichert und wieder ausgelesen werden.

Der Nachteil dieser Methode ist die aufwendige Herstellung und die Anfälligkeit der Komponenten gegenüber Umgebungsbedingungen wie Temperatur und Feuchtigkeit. Spezielle Versiegelungsmaßnahmen werden damit notwendig.

Aufbautechniken

Ziel von Aufbautechniken ist es, die Kombination von Einzelkomponenten zu (Teil-)Systemen zu erleichtern oder gar erst zu ermöglichen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der einfachen und stabilen Anordnung von Komponenten innerhalb eines Systems. Man unterscheidet drei Kategorien von Justagestrategien:

- *Aktiv*

Ein System wird grobjustiert fertig aufgebaut. Die Feinjustage erfolgt im Betriebszustand des Systems. Dazu gibt es viele Möglichkeiten: Die Komponenten können mit Schrittmotoren, mit auf Spulen angelegter Spannung oder mit Piezoaktuatoren bewegt werden. Der Brechungsindex einiger Elemente kann mit angelegter Spannung geändert werden und damit kann die Brennweite einer Linse oder die Länge des Lichtwegs angepasst werden. Die Justage ist dann abgeschlossen, wenn die gewünschte Funktion erzielt ist. Für die aktive Feinjustage wird eine Meßelektronik benötigt.

- *Passiv*

Ein System wird komponentenweise aufgebaut, wobei die Justage bei der Montage einer jeden neuen Komponente überprüft wird. Dies geschieht beispielsweise durch Kontrolle von speziellen Justagemarken, die für den Betrieb des fertigen Systems nicht benötigt werden. Eine andere Möglichkeit ist die Prüfung der optischen Funktionalität des Teilsystems während des Aufbaus. Manchmal kann ein optisches System auf diese Weise besser justiert werden. Andererseits kann diese Methode schwieriger automatisiert werden, als die Kontrolle an speziellen Justa-

gemarken, weil in diesem Fall nach dem Einlegen einer neuer Komponente in der Regel eine andere optische Funktion getestet werden muss.

- *Automatisch*

Ein System wird komponentenweise aufgebaut, wobei die Einzelkomponenten von selbst in die gewünschten Positionen zueinander zum Liegen kommen. Man erreicht dies üblicherweise durch Aufbringen von Justagestrukturen auf die Einzelkomponenten wie z.B. Nut/Feder, Nasen/V-Gruben oder Gleitschienen. Wenn es nicht möglich oder nicht erwünscht ist, die Komponenten selbst mit Justagestrukturen zu versehen, verwendet man Halterungen, in die eine Gruppe von Komponenten eingesteckt wird. Diese Halterungen werden z.B. mit LIGA-Technik mit lithographischer Genauigkeit hergestellt [32, 33].

Tabelle 1-3 zeigt eine Aufstellung der Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Aufbaustrategien. Auch wenn sich die automatische Positionierung als günstigste in der Verwendung darstellt, ist das Problem der Anbringung von Justagehilfen an die Komponenten bis heute nicht universell gelöst. Im nächsten Abschnitt wird eine passive Justagestrategie detailliert beschrieben.

TABELLE 1-3. Zusammenstellung der wichtigsten Vor- und Nachteile unterschiedlicher Aufbaustrategien

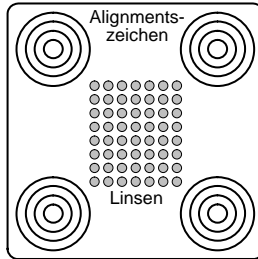
Eigenschaft	aktiv	passiv	auto- matisch
Qualifikation des Personals bei Montage	hoch	mittel	gering
Justage-Aufwand	hoch	hoch	gering
Aufwand für Erstellung von Justagemarken	entfällt	mittel	hoch
Toleranz gegen fehlerhafte Teile	hoch	niedrig	niedrig

Positionierung von gestapelten dünnen planaren Schichten

Mit dem Ziel, sphärische Gradientenindex-Mikrolinsen (GRIN) zu gestapelten mikrooptischen Systemen zu kombinieren, wurde ein passives Positionsverfahren entwickelt und realisiert [34]. Um die 200-300 µm dünne Schichten mit 5 µm Genauigkeit zusammenbauen zu können, wurden die Schichten mit Positionierungsmustern versehen und eine spezielle Positionierungsvorrichtung gebaut. Zwei verschiedene Positionierungsmuster, die sich am Rand der Mikrolinsenschicht befinden, wurden zusammen mit den Maskenöffnungen für die Mikrolinsen mit dem selben lithographischen Prozess hergestellt (Abbildung 1-5):

- a. Fresnel-Zone Linsen, die auf spezielle Öffnungen in der nächsten Schicht fokussieren
- b. Konzentrische Kreise mit verschiedenen Linienbreiten, aber in jeder Schicht an gleicher Position

Abb. 1-5. Schematische Anordnung von Linsen und Justierungsmarken an einem Substrat



Die relativ kleinen Fresnel-Zone Linsen haben viele Nachteile im Vergleich zu konzentrischen Kreisen. Für die konzentrischen Kreise ist eine minimale Linienbreite von $10\text{ }\mu\text{m}$ ausreichend, um $5\text{ }\mu\text{m}$ Positionsgenauigkeit zu erreichen. Weiterhin muss die Position der Kreise nur einmal bestimmt werden, diese Position bleibt in jeder Schicht gleich. Die konzentrischen Kreise kann man auch bei Weißlicht-Beleuchtung beobachten, während die Fresnel-Linse eine monochromatische Lichtquelle braucht.

Um ein Spot mit einem Durchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$ bei der Wellenlänge von $0.633\text{ }\mu\text{m}$ zu erzeugen, ist eine Linse mit einer NA von $1.22\lambda/d_{\text{Spot}} = 0.154$ nötig. Diese $\text{NA}=0.154$ entspricht bei einer typischen Brennweite von $f=300\text{ }\mu\text{m}$ einem Linsenradius von $46.3\text{ }\mu\text{m}$. Die n -te Zone der Fresnel-Linse befindet sich bei:

$$r_n = \sqrt{n\lambda f} \quad [1-1]$$

Demzufolge ist die Linienbreite bei $r > 50\text{ }\mu\text{m}$ kleiner als $2\text{ }\mu\text{m}$. Die Fresnel-Linsen brauchen somit eine deutlich höhere lithographische Genauigkeit, als die konzentrischen Kreise. Weiterhin hat die zur Verfügung stehende Lithographieanlage nur eine Linienbreite von ca. $2\text{ }\mu\text{m}$ zugelassen.

Wenn mehr als zwei Schichten zueinander justiert werden sollen, dann müssen auch Beleuchtungs- bzw. Beobachtungswege freigehalten werden. Das heißt, dass der Ort der Fresnel-Linsen und der Beobachtungsöffnungen in jeder Schicht mit besonderer Aufsicht einzeln neu bestimmt werden müssen - was eine weitere Fehlerquelle ist.

Aufgrund der vorherigen Überlegungen ist es einsichtig, dass die konzentrischen Kreise viel einfacher herzustellen sind, als die Fresnel-Linsen. Jetzt bleibt nur die

Frage: Wie ist es möglich, Schichten mit konzentrischen Kreisen auf $5\text{ }\mu\text{m}$ genau zu justieren?

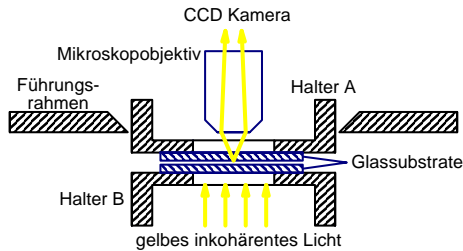
Die Kreise können mit einem Mikroskopobjektiv mit relativ kleiner numerischer Apertur (0.2-0.3) und mit großem Arbeitsabstand (2-5 mm) gleichzeitig in den oberen zwei Schichten beobachtet werden. Die Ringe werden nicht gleichzeitig scharf, aber die Ringe und insbesondere ihre Zentren bleiben unabhängig von der Scharfstellung am selben Ort. Die Nichtlinearität des menschlichen Auge entdeckt auf diese Weise auch die kleinste Dezentrierung. Die Justagegenauigkeit ist nur durch die Positionierbarkeit der Schichten begrenzt, das Misalignment kann man anhand der konzentrischen Kreise beobachten. Die großen planaren Glasflächen lassen sich leicht zusammenklemmen und danach ist nur eine Verschiebung größer als $5\text{ }\mu\text{m}$ möglich. Die Schichten müssten ständig bis zur optimalen Position langsam (zum Beispiel immer rund um die optimale Position) bewegt werden.

Eine mögliche Positionierungsvorrichtung für die feine Justierung dünner Glassubstrate ist in der Abbildung 1-6 schematisch dargestellt. Die Glassubstrate werden erst mit flüssigem Gummi auf die Halter A und B geklebt. Dann kommt ein größerer Tropfen UV-Kleber auf die untere Schicht im Halter B, und der Halter A wird mit der oberen Schicht auf den UV-Kleber gelegt. Auf diese Weise wird der Halter A auf dem UV-Kleber schwimmen und durch den Führungsrahmen positioniert. Der UV-Kleber verteilt sich nicht automatisch. Man muss mit dem Halter A größere Stücke (ca. ein Drittel der Schichtlänge) langsam hin und her fahren und während der Verteilung des Klebers auch leichten Druck auf den Halter ausüben, damit die Kleberschicht zwischen den Substraten möglichst dünn ($5\text{-}10\text{ }\mu\text{m}$ ist leicht erreichbar) und blasenfrei wird. Da das obere Substrat auf UV-Kleber schwimmt, bildet sich automatisch eine planparallele Kleberschicht zwischen den Glassubstraten.

Erst nach der Verteilung des UV-Klebers werden die Substrate mit gelbem inkohärenten Licht beleuchtet. Weißes Licht darf man nicht verwenden, weil schon ein geringer blauer Anteil den UV-Kleber in einer unerwünschten Position aushärten kann. Die Positionsmarken können mit einem Mikroskopobjektiv durch die auf den Haltern vorgesehenen Öffnungen beobachtet werden. Die Beobachtungsoptik ist unabhängig vom Führungsrahmen frei beweglich.

Mit diesem Aufbau können die Justagemarken am Rand des Substrats über mehrere Schichten auf $5\text{ }\mu\text{m}$ genau positioniert werden. Demzufolge ist die Positionsgenauigkeit in der Mitte des Substrats - wo eigentlich die GRIN-Linsen sich befinden - noch besser.

Abb. 1-6. Positionierungsvorrichtung für die feine Justierung dünner Glassubstrate



Zusammenfassung

Die rein elektrische Signalübertragung kann dem wachsenden Bedarf an Verarbeitungsgeschwindigkeit aufgrund physikalischer Grenzen in absehbarer Zeit nicht mehr gerecht werden. Zur Lösung des Problems ist die Verwendung eines alternativen Signalträgers, der weniger beschränkenden physikalischen Bedingungen unterliegt, von entscheidender Bedeutung.

Licht erweist sich dabei als eine geeignete Wahl. In einem optimalen Übertragungssystem müssen elektronische wie photonische Signalträger, ihren jeweiligen Vorteilen entsprechend, eingesetzt werden. Die Forderung der Industrie spiegelt dies wider, wonach auch über kurze Distanzen bis hin zum cm-Bereich optische Übertragungstechniken eingesetzt werden sollen. Für eine kostengünstige Realisierung derartiger hybrider Systeme ist die Miniaturisierung optischer Komponenten und Systeme unabdingbar. Ziel ist es, elektronische und optische Komponenten zu integrieren.

Eine weitere Motivation für die Mikrooptik stammt von der Messtechnik. Hier werden immer kleinere und präzisere Geräte verlangt, die sich teilweise nur mit der Kombination von Mikrooptik und Mikroelektronik realisieren lassen.

In diesem Kapitel wurden verschiedene optische Integrationstechniken beschrieben. Deren Machbarkeit wird durch realisierte Systeme in den nächsten Kapiteln belegt. Von hohem Wert für die praktische Umsetzung ist dabei, dass zur Herstellung Standardverfahren aus der Mikroelektronik-Fertigung verwendet werden können. Dies ermöglicht die kostengünstige Integration elektronischer und optischer Komponenten in einem gemeinsamen Prozess.

Hochgeöffnete Mikroobjektive durch Stapelung von Mikrolinsen

Auf dem Gebiet der Mikrooptik gibt es eine große Nachfrage nach Objektiven mit großer numerischer Apertur (NA), damit die Auflösung oder die Lichtausbeute für die verschiedenen Anwendungen verbessert werden kann. Ein Beispiel ist die optische Speicherung, für die $NA > 0,5$ gefordert wird. Für planare Mikrolinsen (PMLs) ist die NA durch den maximalen Brechungsindexunterschied begrenzt und erreicht typische Werte von 0,13-0,2. Will man mit diesen Linsen zu einer größeren NA gelangen, muss man eine Abfolge einzelner Komponenten realisieren. Eine Möglichkeit ist die Stapelung. Das Stapeln der Linsen ermöglicht weiterhin die Korrektur von Aberrationen unterschiedlicher Arten. Weiterhin kann die Lichtausbeute durch parallele Anordnung oftmals verbessert werden. Die Anordnung der PMLs durch photolithographische Techniken bietet hierzu hervorragende Möglichkeiten.

Im Verlauf der experimentellen Arbeit wurden zwei gestapelte Systeme verwirklicht:

- a. Realisierung eines Mikroobjektives mit einer NA von 0,45 durch die Stapelung von drei Schichten verschiedener Mikrolinsen.
- b. Aufbau eines konfokalen Sensor-Kopfs bestehend aus vier Linsenebenen und einer Lochblendenebene.

Motivation

Das hochgeöffnete Mikroobjektiv wurde gebaut, um die Tauglichkeit planarer Gradientenindex-Mikrolinsen (GRIN-Linsen) für die Mikro-Integration zu zeigen. Zum Beispiel sind in der optischen Speicherung oder in der miniaturisierten konfokalen Mikroskopie kleine und leichte Mikroobjektive nötig, um Strukturen im Submikron-Bereich auflösen zu können. In dem Abbildungssystem ist daher oft eine NA größer als 0.5 erwünscht.

In Rahmen dieser Arbeit wurde ein Feld von 16×32 parallelen Mikroobjektiven mit einer numerischen Apertur von 0.45 aus vorhandenen Mikrolinsen aufgebaut [34].

Weiterhin wurde eine neue vereinfachende Parametrisierung für die Beschreibung von GRIN-Linsen entwickelt, die die Korrektur von Aberrationen erleichtert. Mit dieser Parametrisierung wurde weiterhin ein vierlinsiges Mikroobjektiv mit der numerischen Apertur von 0.5 für eine Abbildung im Größenmaßstab eins zu vier optimiert.

Der Abschnitt “Design” beschäftigt sich mit der theoretischen Beschreibung der Objektive. Im Abschnitt “Charakterisierung des Mikroobjektives” werden unterschiedliche Testmöglichkeiten einer Linse bzw. eines Objektives detailliert beschrieben.

Design

Entwurf eines Mikroobjektivs mit dem Strahlenverfolgung-Programm TraceSys

Beschreibung von TraceSys

Um die optischen Eigenschaften eines mehrlinsigen Mikroobjektives mit hoher Genauigkeit berechnen zu können, wurde ein Strahlenverfolgung-Programm, “TraceSys” von Prof. Brenner entwickelt. Das Programm berechnet den Strahlenverlauf im optischen System mit dem Runge-Kutta Algorithmus [35] und kann das Indexprofil der GRIN Mikrolinsen als Polynom beliebiger Ordnung behandeln. Mit diesem Programm können gestapelte Systeme, bestehend aus mikrooptischen Komponenten, einschließlich GRIN-Linsen entworfen werden.

Planare GRIN-Linsen werden in einem planparallelen Glass durch eine kleine Öffnung durch Ionenaustausch hergestellt. Auf diese Weise entsteht eine halbkugelförmige Linse mit einem kontinuierlich variierenden Brechungsindex im Substrat.

Im Strahlverfolgungsprogramm, “TraceSys” wird der Brechungsindex einer GRIN-Linse folgenderweise beschrieben

$$n(\mathbf{r}) = n_0 + \Delta n(a_0 + a_1|r| + a_2|r|^2 + \dots + a_N|r|^N), \quad [2-1]$$

wobei n_0 der Brechungsindex des Substrates und Δn der durch den Ionenaustausch realisierte maximale Brechungsindexunterschied ist. Der Ausdruck \mathbf{r} ist die relative radiale Position in einem sphärischen Koordinatensystem, definiert als:

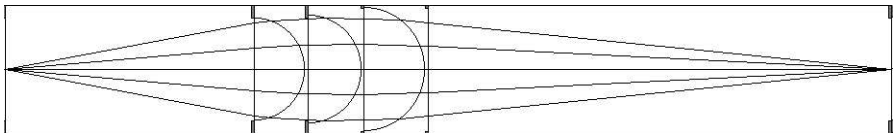
$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \frac{1}{R_0} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad |\mathbf{r}| < 1 \quad [2-2]$$

Hierbei ist R_0 der Radius des Objektivs. R_0 ist durch diejenige radiale Position definiert, bei der der Brechungsindex der Linse gleich dem Brechungsindex des umgebenden Substratglases ist. Die Parameter Δn , R_0 und a_i können aus einer interferometrischen Messung bestimmt werden. Diese Messung ist im Unterkapitel "Charakterisierung von Mikrolinsen" ab Seite 39 beschrieben.

Design eines Mikroobjektivs aus vorhandenen Mikrolinsen

Für das Design des Dreilinsen-Systems, verwendeten wir vorhandene Mikrolinsen, die für die Fokussierung optimiert wurden [30, 34] und eine beugungsbegrenzte NA von 0,15 hatten. Da die Linsenparameter bereits durch die Herstellung festgelegt waren, wurde eine optimale Orientierung und Anordnung dieser Mikrolinsen gesucht, mit der die Abbildung möglichst aberrationsfrei ist. In der optimalen Anordnung (gezeigt in der Abbildung 2-1) verlaufen die Randstrahlen unter dem Winkel von 0,148 rad auf der Bildseite und unter dem Winkel von 0,3 rad auf der Gegenstandsseite. Die Parameter der Linsen in der Abbildung 2-1 sind bei der Wellenlänge von 633 nm: $n_0=1.520$, $\Delta n=0.1$, $a=\{1,00027; 0; -0,217407; 0; -1,73813; 0; 3,05271; 0; -2,01803\}$. Die Linsen haben einen Radius von 200, 210 und 240 μm von links nach rechts und entsprechend die Brennweiten von 1420 μm , 1515 μm und 1730 μm .

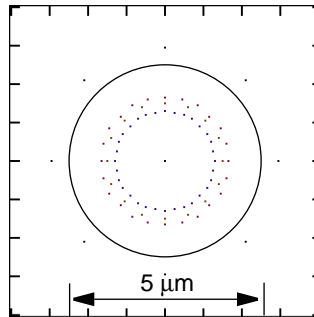
Abb. 2-1. Strahlverfolgung des Mikroobjektivs bestehend aus drei GRIN-Linsen



In dieser Anordnung werden die Aperturen der einzelnen Mikrolinsen fast völlig ausgenutzt. Damit kann erzielt werden, dass das Mikroobjektiv ca. die dreifache numerische Apertur wie eine einzelne Mikrolinse hat. Dementsprechend sollte das Mikroobjektiv die dreifache Auflösung einer einzelnen Mikrolinse haben.

Abbildung 2-2 zeigt das Spotdiagramm des Mikroobjektives. Ungefähr 70% der Strahlen sind innerhalb des beugungsbegrenzten Spotdurchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$.

Abb. 2-2. Spotdiagramm des dreilinsigen Mikroobjektives



Eine weitere Steigerung der Spotqualität kann erreicht werden, wenn man nicht nur die Brennweite und den Abstand der Linsen variiert, sondern auch den Indexverlauf in den einzelnen Linsen. Die verschiedenen Indexverteilungen in der GRIN-Linse sind ähnlich verwendbar, wie die asphärischen Flächen bei Glas-Makrolinsen - hier wie dort hat man einen zusätzlichen Freiheitsgrad beim Design.

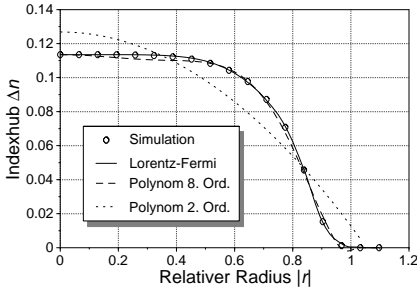
Im nächsten Unterkapitel wird eine neue Modellfunktion für die Beschreibung des Indexverlaufes in den durch Ionenaustausch hergestellten GRIN-Linsen eingeführt. Damit ist das Design von Mikroobjektiven mit verschiedenen Indexverläufen einfacher zu handhaben. Die verschiedenen Indexverteilungen sind auch durch Polynome (Gleichung 2-1) beschreibbar, aber die Variation der einzelnen Parameter a_i ist sehr kompliziert.

Neue Parametrisierung für die Beschreibung von Gradientenindex Mikrolinsen

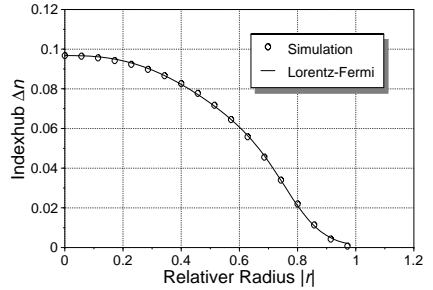
In einer früheren Arbeit [30] haben J. Bähr und K.-H. Brenner gezeigt, dass die Indexverteilung der GRIN-Mikrolinsen für eine gegebene Abbildung durch eine Kombination von feldunterstütztem Ionenaustausch und einer zusätzlichen Nachdiffusion optimiert werden kann. Um ein optimiertes Mikroobjektiv im Rechner entwerfen zu können, muss der Indexverlauf mit sehr hoher Genauigkeit beschrieben werden. Die meisten optischen Designhilfsmittel verwenden ein Polynom für die Beschreibung der Indexverteilung. Wie die Abbildung 2-3 zeigt, ist ein Polynom 10-ter oder sogar noch höherer Ordnung für die genaue Beschreibung des Indexverlaufes

erforderlich. Weiterhin muss man im Bereich $|r| > 1$ explizit das Polynom auf Null setzen, da der Wert der Polynome in diesem Bereich in der Regel ungleich Null ist, was den realen Sachverhalt falsch beschreibt.

Abb. 2-3. Lorentz-Fermimodell beschreibt genau die verschiedenen Indexverteilungen



a) Indexverlauf ohne Nachdiffusion



b) Indexverlauf nach langer Nachdiffusion

Nach dem feldunterstützten Ionenaustausch ist die Indexverteilung in dem Glassubstrat in guter Näherung rotationssymmetrisch. Diese Symmetrie wird während des Nachdiffusion- Prozesses beibehalten. Der maximale Indexunterschied und die Form der Verteilung ändern sich aber erheblich.

Das Lorentz-Fermi Modell

Die verschiedenen Indexverläufe sind mit großer Genauigkeit beschreibbar mit einer Kombination der Lorentz-Funktion und der Fermi-Funktion [36]. Dieses neue Modell konvergiert zu Null für $|r| \gg 1$:

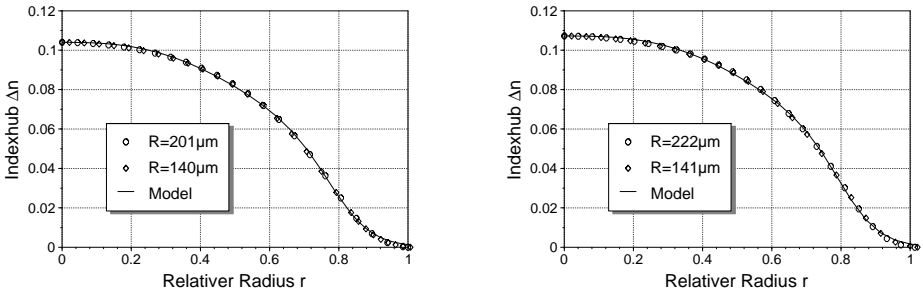
$$n(r) = n_0 + \Delta n \cdot L(|r|) \cdot F(|r|) = n_0 + \Delta n \cdot \frac{1}{1 + (br)^k} \cdot \frac{1}{1 + \exp(m|r| - \mu)} \quad [2-3]$$

Die Fermi-Funktion ist für die Beschreibung von stufenförmigen Verteilungen nützlich. Zusammen mit der glockenförmigen Lorentz-Funktion wurde eine sehr gute Annäherung an die simulierten Daten erreicht. Die simulierten Daten sind in sehr guter Übereinstimmung mit der Realität, da die Parameter der Prozesse mit dem gleichen numerischen Verfahren bestimmt wurde, mit welchem die Verteilungen simuliert wurden.

Die Parameter b , k , m , μ und auch Δn ändern sich während des Nachdiffusion-Prozesses. Viele Ionenaustausch- und Nachdiffusions-Prozesse wurden mit den gleichen Prozessparametern simuliert (gleiche Maskenöffnung und Temperaturen, nur die

Dauer der Prozesse wurde geändert) und an die simulierten Indexverteilungen wurde die Lorentz-Fermi Verteilung (2-3) angepasst. Bei jedem Fit war der absolute Fehler zwischen den simulierten Datenpunkten und der Lorentz-Fermi Verteilung kleiner als 1%, wie es auch in Abbildung 2-4 für verschiedene Linsengrößen und Nachdiffusionszeiten (und daraus resultierenden Δn) dargestellt ist.

Abb. 2-4. Lorentz-Fermimodell beschreibt Linsen mit verschiedenen Größen mit der gleichen Genauigkeit



Die gute Skalierbarkeit des Models lässt sich folgendermaßen begründen. In der Simulation des Ionenaustauschprozesses wurden die Natriumionen gegen Silberionen in dem Hoya SLW 2506 Glas immer durch eine infinitesimal kleine Maskenöffnung mit einer Feldstärke von 62 V/mm bei einer Temperatur von 320°C ausgetauscht. Dadurch ergibt sich eine stufenförmige Indexverteilung immer mit dem gleichen maximalen Indexhub Δn im Glas, nur der Radius R des ausgetauschten Gebietes ändert sich quadratisch mit der Dauer oder mit der Feldstärke. Während der Nachdiffusion zerfließt diese stufenförmige Verteilung immer ähnlich nur mit unterschiedlicher Geschwindigkeit abhängig von der Diffusionstemperatur.

Skalierungsgesetze der Prozesse

Im Folgenden werden die mathematischen Gleichungen zusammengefaßt, mit denen die Verteilung einer GRIN-Linse berechnet werden kann und woraus auch die Skalierungsgesetze folgen.

Ein thermischer Ionenaustausch ohne externem elektrischem Feld kann mit der allgemeinen Diffusionsgleichung beschrieben werden [37, 38]:

$$\frac{\partial}{\partial t} C(r, t) = \nabla(D(C(r, t)) \cdot \nabla C(r, t)) \quad [2-4]$$

wobei c die Konzentration einer Ionensorte, D der Diffusionskoeffizient der Ionensorte, t die Zeit und \underline{r} die räumliche Koordinate diesmal ohne Normierung ist. Der Diffusionskoeffizient ist im allgemeiner Fall eine Funktion der teilnehmenden Materialien, der Temperatur und der Konzentration. Setzt man den Diffusionskoeffizienten als Produkt $D(\underline{r}, t) = f_D(\underline{r}, t)D_0$ an, bei dem die Funktion f_D das nichtlineare, konzentrationsabhängige Verhalten beschreibt und D_0 den konstanten Anteil, der sich bei linearer Diffusion ergibt, so erhält man für die Diffusionsgleichung durch die Substitution $\tau = D_0 t$ die Form:

$$\nabla(f_D(\underline{r}, \tau) \cdot \nabla C(\underline{r}, \tau)) - \frac{\partial}{\partial \tau} C(\underline{r}, \tau) = 0 \quad [2-5]$$

Aufgrund der Beschreibung mit τ kann ein kleinerer Diffusionskoeffizient ohne Änderung der resultierenden Konzentrationsverteilung durch längere Diffusionszeit ausgeglichen werden. Weiterhin behält die Differenzialgleichung ihre Form unter der folgenden Koordinatentransformation:

$$\begin{aligned} x_i &\rightarrow x'_i = a \cdot x_i \quad , \quad i = 1, 2, 3 \\ \tau &\rightarrow \tau' = a^2 \cdot \tau \end{aligned} \quad [2-6]$$

Anders formuliert, lässt sich die Konzentrationsverteilung nach der a^2 -fachen Diffusionszeit durch die Lösung des räumlich umskalierten Problems bei der ursprünglichen Diffusionszeit interpretieren:

$$C(\underline{r}, a^2 \cdot t) = C(a \cdot \underline{r}, t) \quad [2-7]$$

Dabei muss besonders betont werden, dass sich die Rand- und Anfangsbedingungen ebenfalls transformieren. D.h. man kann nicht aus der Lösung eines Problems zu einem Zeitpunkt auf die Lösung zu einem anderem Zeitpunkt schließen, weil D nicht-linear von der konzentration C abhängt. Markus Testorf hat in seiner Doktorarbeit [39] die Modelle von Doremus und Iga für diese nicht-lineare Abhängigkeit verglichen und die resultierenden Konzentrationsverteilungen mit einem iterativen numerischen Verfahren berechnet. Nach Doremus [40] ist

$$f_D = \frac{1}{1 - \alpha C} \quad [2-8]$$

und nach Iga [41]

$$f_D = e^{k \frac{C}{C_0}} \quad [2-9]$$

Für das hier simulierte Hoya SLW Glas ist $k = 2.97 \pm 0.24$, was einem $\alpha \approx 0.95$ entspricht. Diese Parameter sind sehr stark von dem verwendeten Glas und von der Ionensorte abhängig.

Der Zusammenhang zwischen der Konzentration und dem Brechungsindex kompliziert die Beschreibung nicht weiter, da der Brechungsindex mit sehr guter Näherung linear von der Konzentration abhängt [39]:

$$n(C) = n_0 + \frac{\Delta n_{max}}{C_0} C \quad [2-10]$$

wobei n_0 der Brechungsindex des Substrats, Δn_{max} der maximal erreichbare Indexunterschied und C_0 die Sättigungskonzentration für Δn_{max} ist.

Da das Iga-Model mit den gemessenen Verteilungen besser übereinstimmt und sich nicht zuletzt schneller berechnen lässt wurden die Verteilungen in dieser Arbeit mit dem Iga-Model simuliert.

Die Differenzialgleichung (2-5) beschreibt ohne externes elektrisches Feld nur den nicht-linearen Ionenaustausch und die Nachdiffusion. Für den feldunterstützten Ionenaustausch muss die Gleichung (2-5) ergänzt werden. Wenn man die nichtlineare Abhängigkeit der Diffusionskoeffizienten von der Konzentration vernachlässigt, bekommt man die folgende Differenzialgleichung [42]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{1}{1 + (M-1) \cdot C} \cdot \left[D \cdot \Delta C - \mu \cdot \underline{E}_{ext} \cdot \nabla C - \frac{D(M-1)(\nabla C)^2}{1 + (M-1) \cdot C} \right] \quad [2-11]$$

wobei μ die Mobilität des eindiffundierenden Ions, M das Verhältnis der Mobilitäten der teilnehmenden Ionen und \underline{E}_{ext} das angelegte elektrische Feld ist. Für $M=1/12$ - typisch für $\text{Ag}^+ - \text{Na}^+$ Austausch - ergibt sich in 1D-Lösung eine stufenförmige Konzentrationsverteilung. Weiterhin wurden rotationssymmetrische stufenförmige Bre-

chungsindexverteilungen gemessen. Diese Ergebnisse rechtfertigen die Verwendung der vereinfachten Differenzialgleichung:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mu \cdot \underline{E}_{ext} \cdot \nabla C = 0 , \quad [2-12]$$

dessen Lösung auch eine stufenförmige Konzentrationsverteilung liefert. In Gleichung (2-12) wird angenommen, dass das angelegte elektrische Feld alleine die Konzentrationsverteilung bestimmt. Die Position der Kante der Verteilung kann mit

$$r_F = r_0 + \mu \int_0^t \underline{E}(x, y, z) dt \quad [2-13]$$

berechnet werden, wobei r_0 der Radius der Maskenöffnung ist. Das statische \underline{E} Feld ist bestimmt durch das Integral:

$$\underline{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{-x_w/2}^{x_w/2} \int_{-y_w/2}^{y_w/2} \left(\frac{\rho(x', y', 0) \cdot (x - x', y - y', z)}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2]^{3/2}} - \frac{\rho(x', y', -2d) \cdot (x - x', y - y', z - 2d)}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - 2d)^2]^{3/2}} \right) dx' dy' \quad [2-14]$$

wobei x_w und y_w die Maskenöffnung und d die Dicke des Substrats ist. Da die elektrische Feldstärke bei einer relativ zur Substratdicke kleinen Maskenöffnung in der Nähe der Maskenöffnung eine $1/r^2$ Abhängigkeit hat, skaliert sich die Konzentrationsverteilung wie folgt:

$$C(r, a^2(\underline{E}, t)) = C(a \cdot r, \underline{E} \cdot t) \quad [2-15]$$

Mit den Gleichungen (2-7) und (2-15) ist auch mathematisch nachgewiesen, dass die Indexverteilungen mit den vorher beschriebenen Bedingungen immer eine ähnliche Form haben.

Eigenschaften der Parameter b , k , m und μ

In Abbildung 2-5 sind die Parameter b , k , m und μ aus Gleichung (2-3) in Abhängigkeit des maximalen Indexunterschieds Δn aufgetragen. Zu gleichen Markierungen gehören gleiche Austauschzeiten, die Linsen haben daher vergleichbare Brennweiten. Sie unterscheiden sich aber durch unterschiedlich lange Nachdiffusionszeiten, d. h.

sie weisen nach W. Singer [25] unterschiedliche sphärische Aberrationen auf. Aus Abbildung 2-5 ist leicht ersichtlich, dass die Parameter b , k , m und μ monotone Funktionen des maximalen Indexunterschieds Δn sind. Diese Funktionen sind wiederum mit guter Näherung beschreibbar mit den folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad & b = -7.96 \cdot \Delta n + 2.07 \\ \text{b)} \quad & k = (20 \cdot \Delta n + 0.669) \frac{\Delta n - 0.114}{\Delta n - 0.1134} \\ \text{c)} \quad & \mu = (215.5 \cdot \Delta n - 9.4) \frac{\Delta n - 0.11388}{\Delta n - 0.11372} \\ \text{d)} \quad & m = (130 \cdot \Delta n + 1.96) \frac{\Delta n - 0.11462}{\Delta n - 0.11415} \end{aligned} \quad [2-16]$$

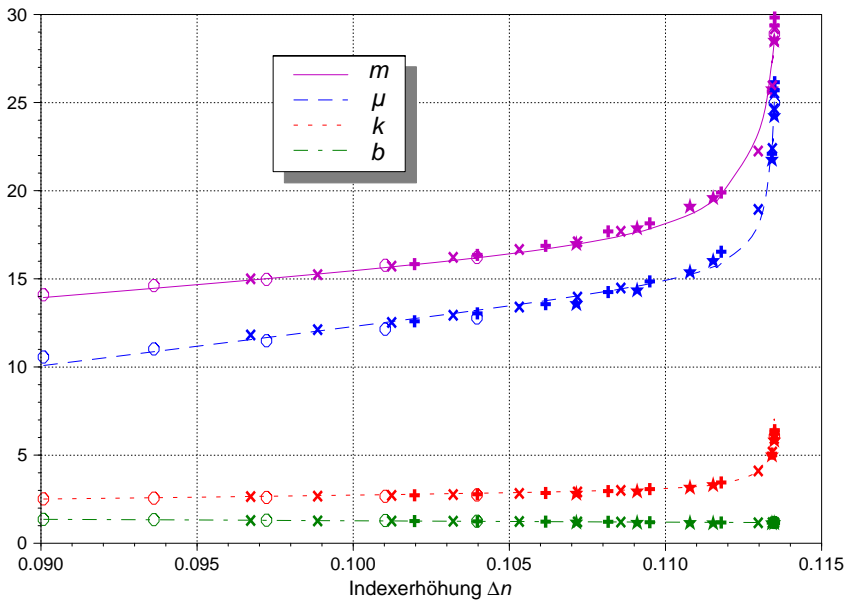
Die Formeln (2-16) sind mit verschiedenen Linien in der Abbildung 2-5 dargestellt. In dieser Simulationsreihe war der maximale Brechungsunterschied $\Delta n < 0.1134$, wie diese Zahl auch im Nenner von (2-16.b) vorkommt. Für andere Prozessparameter, wie zum Beispiel andere Substratgläser oder Ionenaustauschpartner müssen die konkreten Zahlen in den Formeln (2-16) neu bestimmt werden. In diesem Fall wurde Silber-Natrium Austausch in Hoya-Glas “SLW 2506” simuliert. Ein anderes Substratglas oder ein anderer Ionenaustauschpartner bedeutet eine andere Nichtlinearität während der Nachdiffusion. Da die Nachdiffusion leider nur numerisch berechnet werden kann, gibt es kein analytisches Verfahren für die Bestimmung der Konstanten in den Gleichungen (2-16).

Mit der Nachdiffusion ändert sich nicht nur die Indexverteilung im Substrat sondern auch der Radius der Linse, die ausgetauschte Silbermenge bleibt jedoch konstant. Aus diesem Grund kann der Zuwachs des Linsenradius anhand der Form der Indexverteilung d.h. anhand Δn berechnet werden. Die Änderung des Linsenradius wurde in dieser Arbeit nicht berechnet, weil ein optimiertes optisches System auch ohne diese Information entwickelt werden kann. Die Bestimmung der für eine bestimmte Linse nötige Silbermenge bzw. Nachdiffusionszeit kann dem Hersteller überlassen werden.

Die Formeln (2-3) und (2-16) wurden in das Strahlenverfolgungsprogramm “Trace-Sys” integriert. Mit diesen Formeln wurden die Abbildungseigenschaften einzelner Mikrolinsen in Abhängigkeit von Δn untersucht und ein 4-linsiges Mikroobjektiv mit einer gegenstandseitigen NA von 0.4 für beugungsbegrenzte Vergrößerung im Maßstab 4:1 optimiert.

Abbildung 2-6 zeigt die Strahlverfolgung durch einzelne GRIN-Linsen nach dem Lorentz-Fermi Modell. Abbildung 2-6a zeigt die Fokussierungseigenschaften einer Mikrolinse nach dem Ionenaustausch ohne Nachdiffusion. In diesem Fall ist die

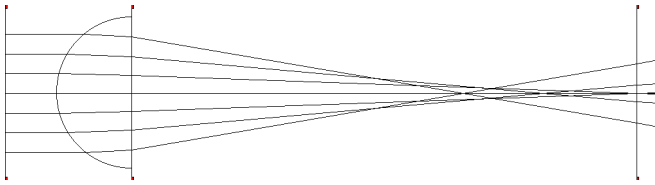
Abb. 2-5. Variation der Parameter b , k , m , μ in Abhängigkeit der Indexerhöhung Δn



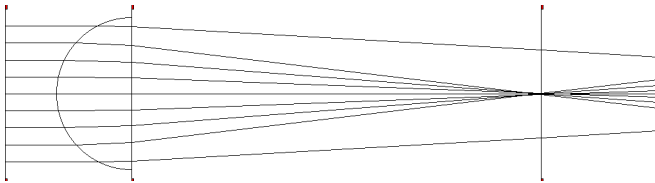
Indexverteilung der Mikrolinse näherungsweise stufenförmig (siehe Abbildung 2-3a). Wie es aus der klassischen Optik bekannt ist, besitzen plano-konvexe Linsen - besonders die hoch geöffnete - eine deutliche negative sphärische Aberration [43]. Mit einem Nachdiffusionsprozess kann der Gradient des Indexverlaufes in der Mikrolinse verringert werden. Auf diese Weise können die sphärischen Aberrationen beeinflusst werden.

Nach geeigneter Nachdiffusionszeit verschwinden die sphärischen Aberrationen in einem grossen Teil der Apertur [30]. Diesen Fall zeigt die Abbildung 2-6b. Hier ist noch erkennbar, dass die Randstrahlen nicht optimal fokussiert werden. Die beugungsbegrenzte numerische Apertur wurde durch die Apertur definiert, in der die Phasenverteilung nach der Linse nur entsprechend dem Rayleigh-Kriterium von der idealen Verteilung abweicht. (Siehe Abschnitt "Messung der lokalen Phase" ab Seite 39) Leider ist der falsche Bereich am Linsenrand nur mit viel Aufwand auszublenzen. Hierzu müssen z.B. die Lochblenden in der Austauschmaske vergrößert werden. Für eine sinnvolle Ausblendung sollte der Durchmesser der Blende etwa 40-60 μm weniger als der eigentliche Linsendurchmesser betragen. Dies ist z.B. mit einem zweiten lithographischen Prozess möglich.

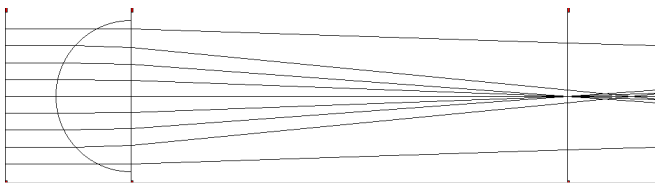
Abb. 2-6. Mikrolinsen mit verschiedenen Indexverteilungen - entsprechend mit verschiedenen Aberrationen



a) Negative sphärische Aberration bei stufenförmigem Indexverlauf nach feldunterstütztem Ionenaustausch ($\Delta n_{\max}=0.1134$)



b) Minimale sphärische Aberration durch optimale Nachdiffusion ($\Delta n_{\text{opt}}=0.1085$)



c) Positive sphärische Aberration nach erhöhter Nachdiffusion ($\Delta n=0.097$)

Linsen mit positiven sphärischen Aberrationen sind realisierbar, indem man relativ lange nachdiffundiert. Eine Linse mit positiven sphärischen Aberrationen zeigt die Abbildung 2-6c. Im Kollimations-/Fokussierfall weisen derartige PLMs eine NA von ca. 0.13-0.2 auf.

In dieser Simulation haben die auf Kollimation/Fokussierung optimierten Linsen einen maximalen Indexhub von $\Delta n_{\text{opt}}=0.1085$, wobei der maximale Indexunterschied ohne Nachdiffusion den Wert $\Delta n_{\max}=0.1134$ hat. Mit anderen Worten: im Intervall $0.1085 < \Delta n < 0.1134$ zeigen die Mikrolinsen negative sphärische Aberration, im Intervall $\Delta n < 0.1085$ positive sphärische Aberration. Wie man aus Abbildung 2-5 ablesen kann, sind im Intervall $0.112 < \Delta n < 0.1134$ die Kurven der Parameter μ und m sehr steil, d. h. in diesem Intervall sind die Formeln (2-16) instabil. Eine kleine Änderung von Δn verursacht eine große Änderung der Indexverteilung. Andererseits

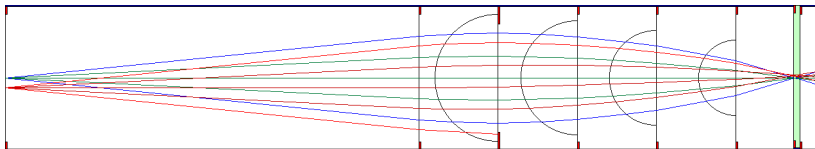
haben die Linsen in diesem Intervall so starke negative Aberrationen, dass sie für die meisten Anwendungen ohnehin unbrauchbar sind.

Optimierung eines 4-linsigen Mikroobjektives mit dem Lorentz-Fermi Modell

Zielsetzung beim Design des 4-linsigen Mikroobjektives war es zu zeigen, dass es möglich ist, mit GRIN Mikrolinsen ein Mikroobjektiv der Qualität eines CD-Kopfs aufzubauen. Weiterhin wurde geprüft, welchen Einfluß die relativ kurze Brennweite der Mikrolinsen hat.

Die Mikrolinsen im Objektiv müssen möglichst eng gepackt werden, um die Größe des Objektivs und die optischen Aberrationen klein zu halten. Um die Herstellung zu vereinfachen, sollen die Schichtdicken der einzelnen Linsensubstrate gleich sein. Die maximal realisierbare Brennweite bei derart hergestellte PMLs beträgt zur Zeit etwa 1100 μm bei einem Radius von etwa 200 μm . Dieser Radius legt die Schichtdicke auf mindestens 200 μm fest. Die GRIN Mikrolinsen werden in einem 1,6 mm dicken Glassubstrat hergestellt. Dieses Substrat wird nach dem Herstellungsprozess auf die gewünschte Schichtdicke poliert. Um eine ausreichende Stabilität der einzelnen Schichten zu gewährleisten, wurde eine Schichtdicke von 250 μm gewählt.

Abb. 2-7. Inverse Strahlfolge des 4-linsigen Objektives



Als ersten Designschritt wurde ein 4-linsiges System mit idealen dünnen Linsen in paraxialer Näherung in einer Berechnungstabelle (Spreadsheet) entworfen. Der Vergrößerungsfaktor 4 wurde gewählt, damit das ganze System möglichst klein bleibt und damit leichter realisierbar ist. Die in der Berechnungstabelle bestimmten Brennweiten wurden als Startparameter im Strahlverfolgungsprogramm "TraceSys" gewählt. Trotz des unerwünschten Übergangs von Luft nach Glas bei der ersten Linse konnten die Aberrationen in einem Optimierungslauf im Strahlverfolgungsprogramm rasch beseitigt werden. Die optimalen Systemparameter sind in der Tabelle 2-1 aufgelistet. Das System wird in Abbildung 2-7 gezeigt. Die 1., 3. und 4. Linse hat jeweils eine leichte negative Aberration (da $\Delta n < 0.1085$), die 2. Linse hat eine leichte positive Aberration.

TABELLE 2-1. Linsen im 4-linsigen Mikroobjektiv

	Brennweite	Radius R_0	Δn
1. Linse	1078 μm	200 μm	0,1105 μm
2. Linse	975 μm	180 μm	0,108 μm
3. Linse	810 μm	150 μm	0,109 μm
4. Linse	645 μm	140 μm	0,110 μm

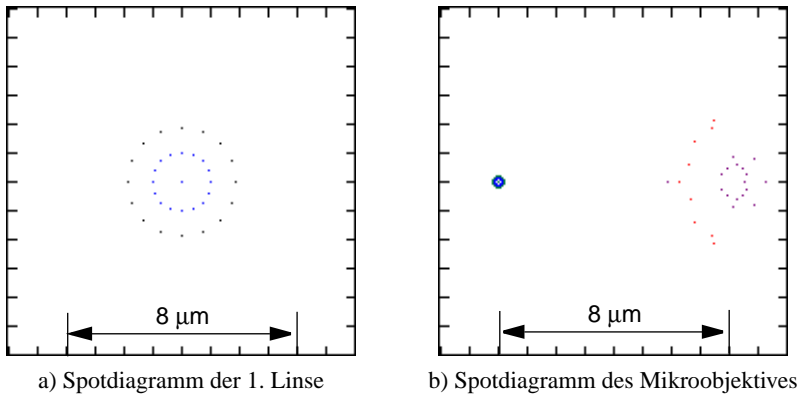
Die Auflösung und das Bildfeld des Systems wurde mit Hilfe von Spotdiagrammen simuliert. Abbildung 2-8 stellt das Spotdiagramm der ersten GRIN-Linse des Mikroobjektives dar, wenn die Linse ein kollimiertes Lichtbündel des He-Ne Lasers ($\lambda=0.633 \mu\text{m}$) fokussiert. Die numerische Apertur jeder Einzellinse beträgt 0.13, dementsprechend wäre der beugungsbegrenzte Spotdurchmesser (Durchmesser der Airy-Scheibe) für eine Linse:

$$d_{spot} = 1.22 \frac{\lambda}{NA} = 5.9 \mu\text{m}$$

[2-17]

Entsprechend dem Spotdiagramm (Abbildung 2-8a) hat die GRIN-Linse beugungsbegrenzte Abbildungsleistung.

Abb. 2-8. Mit TraceSys berechnete Spotdiagramme



Das 4-linsige Mikroobjektiv hat eine NA von 0.4 auf der Gegenstandseite, deshalb beträgt der beugungsbegrenzte Spotdurchmesser hier 1.9 μm . Die beugungsbegrenzte Abbildungsleistung wurde in einem Bildfeld mit dem Durchmesser von 16 μm

erreicht. Wie das Spotdiagramm in der Abbildung 2-8b zeigt, kann man schon $8\text{ }\mu\text{m}$ vom Zentrum entfernt Effekte von Komafehlern beobachten.

Charakterisierung des Mikroobjektives

Es bieten sich verschiedene Meßmethoden an, um die Eigenschaften eines optischen Systems, bzw. eines optischen Elements, z.B. einer Linse zu erfassen. Da es prinzipiell keine ideale Linse gibt, stellt jede Meßmethode eine andere Betrachtungsweise desselben Objekts dar, jede mit ihren spezifischen Vor- und Nachteilen. Um ein umfassendes Bild der Eigenschaften des Mikroobjektives bzw. der einzelnen GRIN-Linsen zu erhalten, wurden daher verschiedene Methoden angewendet. Zusammen mit den Möglichkeiten der einzelnen Meßmethoden werden im folgenden einige typische Resultate vorgestellt und kommentiert.

Maßgeblich für die Wahl der Meßmethode ist die Frage, welche Eigenschaften im einzelnen bestimmt werden sollen. Mit einer interferometrischen Messung und der Aufnahme eines Phasenraumbildes können viele Eigenschaften eines Phasenobjekts gleichzeitig, aber mit unterschiedlicher Genauigkeit getestet werden. Mit Interferometrie können 2D Eigenschaften gemessen werden und die Interferogramme müssen mit aufwendigen Berechnungen ausgewertet werden. Mit einem Phasenraumbild können nur 1D Eigenschaften aufgenommen werden, aber dieses Bild enthält sofort, ohne Weiterverarbeitung viele Informationen für das geübte Auge.

Mit einem Abbildungstest kann eine Linse bzw. ein Objektiv mit den Bedingungen getestet werden, mit welchem es geplant wurde.

Charakterisierung von Mikrolinsen

Messung der lokalen Phase

Die interferometrische Messung gibt eine sehr genaue Information über die Veränderung einer Welle beim Durchgang durch ein Phasenobjekt, zum Beispiel durch eine Linse. Das GRIN-Element wird dazu in einem Interferometer vom Typ Mach-Zehnder vermessen. Das Interferogramm entsteht hier durch Überlagerung einer ebenen Referenzwelle mit der Objektwelle, die das Testobjekt durchlaufen hat (Abbildung 2-9). Die Phase wird aus mehreren Intensitätsbildern mit phasenschiebenden Verfahren errechnet [44]. Aus einer solchen Messung können Parameter wie z.B. Wellenaberrationen bestimmt werden. Die gemessene Phase kann als eine Aufintegration aller Phasenverschiebungen in z-Richtung betrachtet werden, die das Licht auf-

Hochgeöffnete Mikroobjektive durch Stapelung von Mikrolinsen

grund der lokal verschiedenen Brechungsindizes beim Durchlaufen des Glases erfahren hat. Eine solche Messung des Phasenprofils zeigt also nicht den 3-dimensionalen Verlauf der Ionen- bzw. Brechungsindexverteilung innerhalb des GRIN Elements. Dennoch enthält sie einiges an Information über diese Verteilungen, die durch geschickte Auswertung der Interferometermessung gewonnen werden kann. Außerdem sind gerade die Phasenverzögerungen, die das Licht beim Durchgang durch diese Elemente erfährt, entscheidend für ihr optisches Verhalten.

Abb. 2-9. Interferometrische Vermessung einer GRIN-Linse

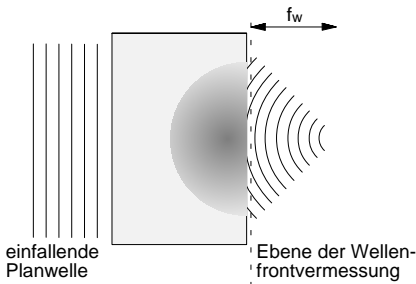
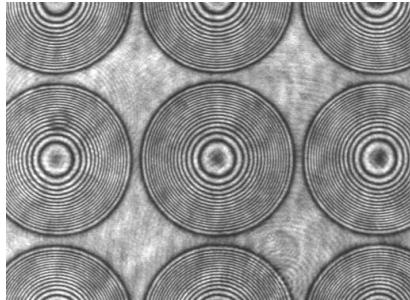


Abb. 2-10. Interferogramm eines Mikrolinsen-Arrays



Die Phase in einer Ebene unmittelbar nach einer für Fokussierung idealen Linse ist eine Hyperbel:

$$\varphi(x, y) = k_0(f_w - \sqrt{x^2 + y^2 + f_w^2}) \quad [2-18]$$

An jede gemessene Phasenverteilung kann eine Hyperbel angepasst werden, indem die Brennweite f_w so lange variiert wird, bis die Fit-Hyperbel entsprechend des Maréchal oder Rayleigh Kriteriums innerhalb des größten Intervals (bzw. Fläche beim 2D-Fit) zu den gemessenen Werten passt. Auf diese Weise kann der maximale Bereich bestimmt werden, in dem die Linse beugungsbegrenzt ist. Für beugungsbegrenztes Verhalten erlaubt das Rayleigh-Kriterium maximal eine Abweichung von $\lambda/4$ von der idealen Phase. Nach dem Maréchal-Kriterium muss die Standardabweichung der Wellenaberrationen kleiner sein als $\lambda/14$. Das Maréchal-Kriterium ist weniger empfindlich gegen lokale Störungen (z.B. Rauschen) der Phase, ansonsten sind beide Kriterien gleichwertig. In dem Intervall, wo die Kriterien erfüllt sind, bildet die gemessene Linse beugungsbegrenzt ab - hierdurch wurde die beugungsbegrenzte numerische Apertur der GRIN-Linsen definiert.

Abb. 2-11. Phasenprofil der GRIN-Linse

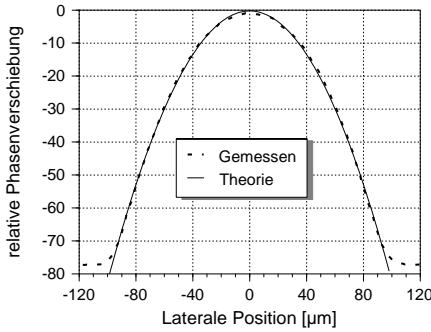


Abb. 2-12. Wellenaberrationen der Linse

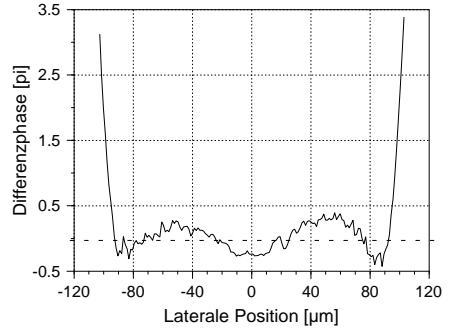


Abbildung 2-10 zeigt das Interferogramm eines Mikrolinsen-Arrays mit einem Abstand von 250 µm. Das vom Phase-Shift-Algorithmus ermittelte Phasenprofil ist in Abbildung 2-11 dargestellt. Die Anpassung der Hyperbel liefert eine Brennweite von $f_w=601$ µm und einen beugungsbegrenzten Radius von $r_{DL}=95$ µm. Folglich ist die

beugungsbegrenzte NA der Linse: $NA_{DL} = n_0 r_{DL} / \sqrt{r_{DL}^2 + f_w^2} \approx r_{DL} / f_w = 0.158$.

Anhand der Abweichung von der idealen Phase (Abbildung 2-12) ist erkennbar, dass die Linse leichte positive sphärische Aberrationen hat.

Von der gemessenen Phase ist auch die Indexverteilung innerhalb der GRIN-Linse mit der Rekonstruktionsmethode nach Pearce [45-47] bestimmbar. Hierzu sind folgende Annahmen nötig:

- Die Ionenverteilung im Substrat ist rotationssymmetrisch $n(x, y, z) = n(r)$
- Die interferometrisch ermittelte Phase kann in guter Näherung durch die Projektion der Verteilung in z-Richtung beschrieben werden.

$$\Delta\varphi(x, y) \cong k_0 \int \Delta n(x, y, z) dz \quad [2-19]$$

Das heißt, dass der Indexgradient im Substrat genügend klein sein muss, sodass die durchdringenden Lichtstrahlen keinen Versatz durch Brechung erfahren.

- Der kontinuierliche Indexverlauf der Linse kann als System bestehend aus konzentrischen Zonen mit jeweils konstantem Brechungsindex betrachtet werden.
- Der Durchmesser der Indexänderung ist endlich. Das Brechungsindex der äußersten Zone ist gleich mit dem Brechungsindex des Substrats.

Für eine Messung nach dem genannten Algorithmus wird zuerst der Radius der Linse durch den Ort bestimmt, wo die Phase gleich der Phase des Substrats ist. Dann wird

Abb. 2-13. Geometrie und Nomenklatur der Rekonstruktionsmethode nach Pearce

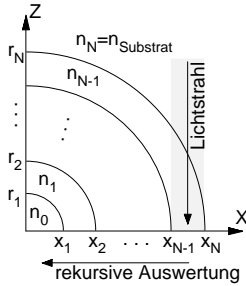
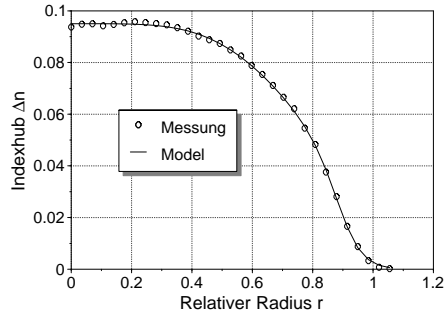


Abb. 2-14. Rekonstruierte Index-verteilung der Linse



der Brechungsindex der äußersten Zone gleich mit dem Brechungsindex des Substrats gesetzt. Jetzt kann der Brechungsindex der nächsten Zone am Rand der Linse mit der Hilfe des Integrals (2-19) ausgerechnet werden. Auf diese Weise können die Brechungsindizes der einzelnen Zonen rekursiv nacheinander in Richtung der Linsenmitte bestimmt werden. (Abbildung 2-13)

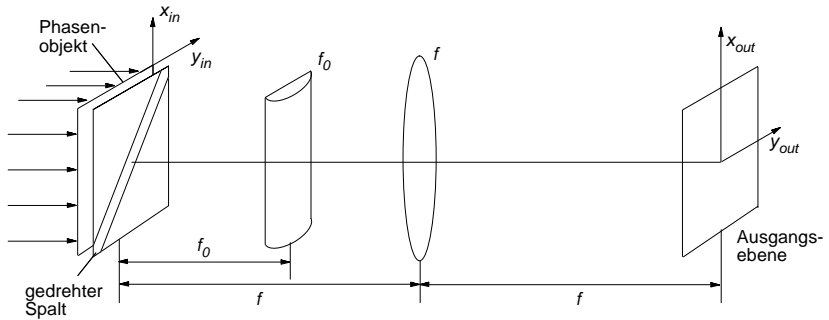
Nach der Rekonstruktion bekommt man die Brechungsindexverteilung der GRIN-Linse als Funktion der radialen Koordinate r . (Abbildung 2-14) Die Brechungsindexverteilung ist wiederum mit guter Näherung beschreibbar mit einem Polynom oder mit der Lorentz-Fermi Funktion. (Siehe vorheriger Abschnitt "Neue Parametrisierung für die Beschreibung von Gradientenindex Mikrolinsen" ab Seite 28)

Wigner-Darstellung

Von einer interferometrischen Messung eines Phasenobjekts können 2-dimensionale Eigenschaften des Objekts, wie zum Beispiel Elliptizität einer Linse, 2D Aberrationen oder 2D Indexverteilung der GRIN-Linse bestimmt werden. Wenn man annimmt, oder a priori weiß, dass das Phasenobjekt bestimmte Symmetrien hat, kann man die Phasenraumdarstellung entlang einer Linie des Objekts mit einer CCD-Kamera aufnehmen und einige Eigenschaften des gesamten Objekts von einem einzigen Phasenraumbild einfach bestimmen. [48]

Die Brennweite einer Linse kann z.B. aus der Steilheit ihres Phasenraumbildes ermittelt werden. In paraxialer Näherung erzeugt eine parabolische Linse im Wignerraum eine Linie mit konstanter Steigung. Die Linsenaberrationen sind aus den Abweichungen von der geneigten Linie erkennbar, die Größe der Linse kann anhand der Größe des Phasenraumbildes bestimmt werden.

Abb. 2-15. Versuchsaufbau zur Messung des Phasenraumbildes



Ein Phasenraumbild kann unter anderem mit dem in der Abbildung 2-15 dargestellten Versuchsaufbau aufgenommen werden[48]. Der Aufbau besteht aus einem gedrehten Spalt, aus einer Zylinderlinse und aus einer sphärischen Linse. Der Spalt ist mit dem Winkel θ relativ zur x-Achse gedreht und hat die Breite Δx . Von der Feldverteilung $\phi(x_{in})$ hinter dem zu messenden Phasenobjekt wird wegen des Spaltes nur eine Linie durchgelassen. Mit den Linsen wird eine Abbildung in y-Richtung und eine Fourier-Transformation in x-Richtung realisiert. Deshalb ist die Intensitätsverteilung in der Ausgangsebene[48]:

$$S(x, p; \Delta x) = \left| \int \phi(x_{in}) t(x_{in} - x; \Delta x / \cos \theta) \exp(-ikx_{in}p) dx_{in} \right|^2 \quad [2-20]$$

wobei $p = x_{out}/f$ und $x = y_{out} \frac{f_0}{f} \tan \theta$ ist.

Wäre der Spalt unendlich dünn, dann könnte man in der Ausgangsebene in x-Richtung die Fourier-Transformierte der einzelnen Punkte im Spalt beobachten und die einzelne Fourier-’Reihen’-Koeffizienten würden entsprechend dem Vergrößerungsfaktor f/f_0 in der Ausgangsebene in Richtung y_{out} erscheinen. Mit anderen Worten: man könnte in der Ausgangsebene direkt messen, wieviel Intensität in welcher Richtung am Punkt x_{in} eingestrahlt wird (die Intensitäten der Lichtstrahlen in der Objektebene).

Da der Spalt in der Realität endliche Breite hat, werden die Informationen in beiden Richtungen verschmiert. Mit der Drehung des Spaltes kann diese Verschmierung in beide Richtung gleichmäßig eingestellt werden. In der Regel wird eine CCD-Kamera in die Ausgangsebene gestellt. Wenn die abgebildete Spaltgröße z.B. halb so groß ist, wie ein Pixel der Kamera und die Auflösung der Linsen ausreichend gut ist, dann wird die Verschmierung im Pixel aufintegriert.

Mit der Einführung der Wigner-Darstellung

$$W_{\phi}(x, p) = \int \phi\left(x + \frac{x'}{2}\right) \phi^*\left(x - \frac{x'}{2}\right) \exp(-ikx'p) dx' \quad [2-21]$$

kann die Intensitätsverteilung in der Ausgangsebene mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$S(x, p; \Delta x) = \int W_{in}(y, q) W_t(x - y, p - q) dy dq \quad [2-22]$$

Das heißt, man könnte mit einem unendlich dünnen Spalt in der Ausgangsebene die skalierte Wigner-Darstellung des Eingangsfeldes beobachten.

Wenn das Eingangsfeld durch eine ideale Linse erzeugt ist, gilt

$$\phi(x_{in}) = \exp(i\varphi(x_{in})) = \exp(-ik\sqrt{x_{in}^2 + f^2}). \quad [2-23]$$

Dann ist die Verteilung im Wigner-Raum

$$W_{in}(x, p) = \delta\left(p + \frac{1}{\lambda} \frac{x_{in}}{\sqrt{x_{in}^2 + f^2}}\right). \quad [2-24]$$

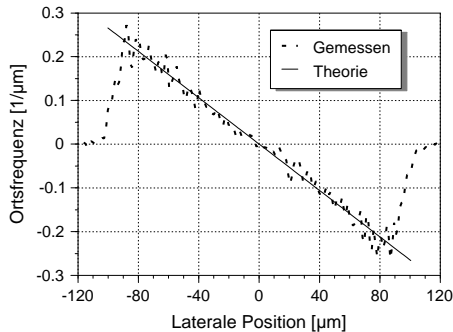
(2-24) beschreibt eine schräg stehende Linie, falls x deutlich kleiner als die Brennweite der Linse ist. Die Abweichungen von dieser Linie bedeuten Aberrationen. Aus der Steigung der Linie ist die Brennweite der Linse bestimmbar.

Auch die aus der interferometrischen Messung gewonnene Phasenverteilung kann im Wigner-Bild dargestellt werden. Die lokale Frequenz errechnet sich durch die Ableitung der lokalen Phase:

$$p(x_{in}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x_{in})}{\partial x_{in}} \quad [2-25]$$

Damit die Phasenverteilung in die Wigner-Darstellung konvertiert wird, muss die Phasenverteilung nach der Raumkoordinate abgeleitet werden und das Ergebnis in Abhängigkeit der Raumkoordinate dargestellt werden. Die Abbildung 2-16 zeigt die Wigner-Darstellung der Linse vom vorherigen Abschnitt, abgeleitet nach der Phasenverteilung. Anhand der Steigung der Linie beträgt die Brennweite der Linse 596 μm . Von der Phasenverteilung mit der Anpassung einer Hyperbel wurde eine Brennweite von 601 μm berechnet. Der Unterschied zwischen den Ergebnissen ist kleiner als 1%. Damit kann von einer guten Übereinstimmung der Meßmethoden ausgegangen werden.

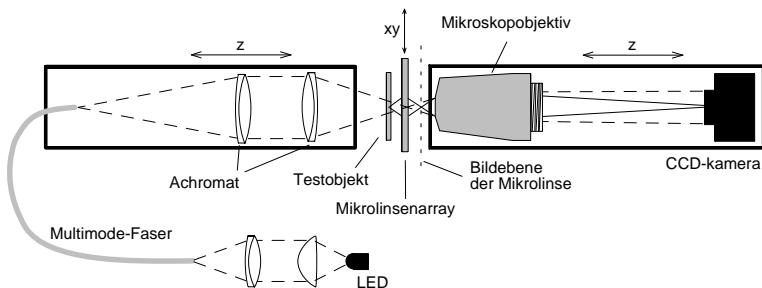
Abb. 2-16. Phasenraum-Bild einer Mikrolinse



Abbildende Systeme

Die Abbildungseigenschaften, wie Auflösung, Bildfeldgröße oder Aberrationen eines optischen Systems können am zuverlässigsten mit einem Abbildungstest bestimmt werden. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit der Aufbau von Jörg Moisel leicht modifiziert [49]. Eine Skizze des Aufbaus ist in der Abbildung 2-17 dargestellt. Die verkleinerte Abbildung des Testmusters mit der Hilfe eines Mikroskopobjektives entfällt, weil die gut aufgelöste Testmaske bis zur Linienbreite von 1 μm in der Lithographieanlage geschrieben werden kann. Das Testmuster wird direkt in die Gegenstandsebene des abbildenden Systems (Mikrolinse oder Mikroobjektiv) gehalten. Nach der Einstellung des Vergrößerungsverhältnisses wird die Bildebene mit einem hoch geöffneten Mikroskopobjektiv auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die Daten der CCD-Kamera gehen an einen Rechner, auf dem die Auswertung erfolgt.

Abb. 2-17. Schematischer Aufbau für Abbildungstest der Mikrolinsen



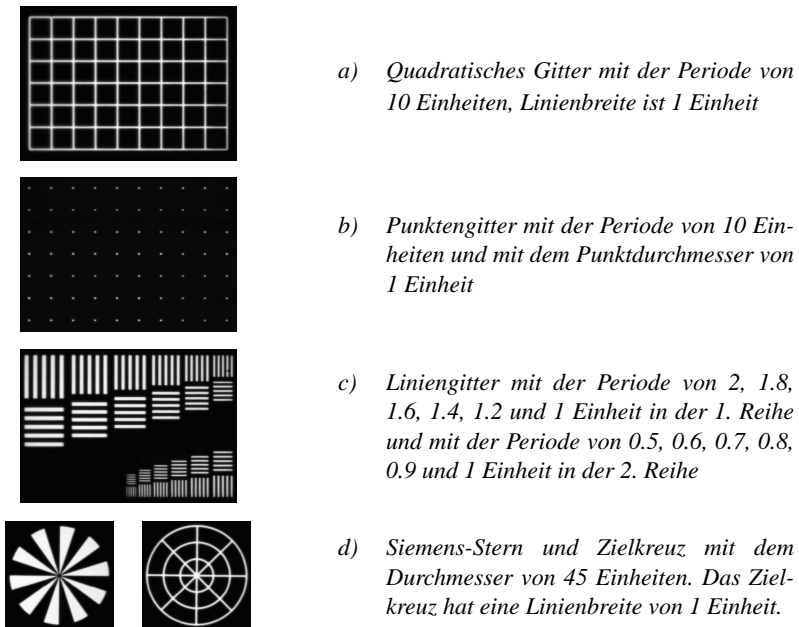
Die Beleuchtung des Testaufbaus wurde auch modifiziert. Die rote LED wird jetzt in eine Multimode-Faser mit stufenindex Profil (Kerndurchmesser 1 mm, NA=0,4) ein-

gekoppelt. Das andere Ende der Faser wird verkleinert auf die Testlinse abgebildet. Mit der geeigneten Einstellung der Achromaten kann genau eine Linse ohne weitere Blende ausgewählt und ausgeleuchtet werden. Die Beleuchtung kann man beobachten, in dem man die vordere Oberfläche der Mikrolinse mit dem Mikroskopobjektiv abbildet.

Die Lichtquelle kann leicht ausgetauscht werden. Durch Variation der Wellenlänge der Lichtquelle könnte man z.B. das chromatische Verhalten der Linsen testen.

Als Testmuster in diesem Aufbau eignen sich die verschiedensten Testmasken, je nachdem welche der Abbildungseigenschaften von Interesse sind. Die vorhandenen Testmasken sind mit ihren Daten in Abbildung 2-18 aufgelistet. Ganze Arrays von Masken wurden mit der Linienbreite von jeweils 1, 2, 3, 4, 5 und 10 μm (genannt als Einheit in Abbildung 2-18) hergestellt. Die Muster in Abbildung 2-18 haben eine Linienbreite von 3 μm und wurden mit einem Mikroskopobjektiv mit der $\text{NA}=0.35$ bei 20-facher Vergrößerung abgebildet.

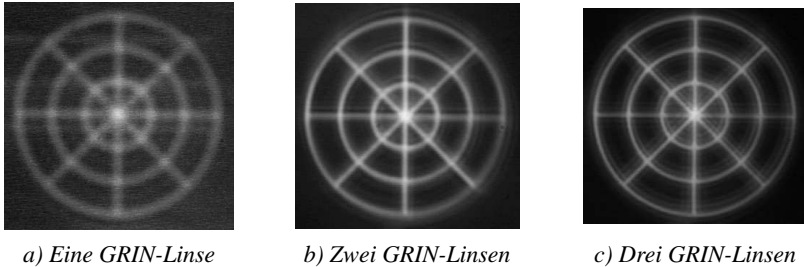
Abb. 2-18. Verschiedene Testmuster für Abbildungstest.



In diesem Testaufbau wurden die Abbildungseigenschaften des 3-linsigen Mikroobjektives und seiner Einzelkomponenten geprüft. Ein Zielkreis mit 2 μm Linienbreite

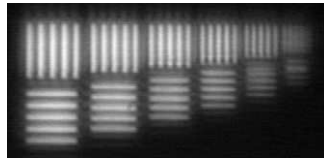
und 90 μm Durchmesser wurde a) mit einer Mikrolinse b) mit 2 Mikrolinsen und c) mit einem 3-linsigen Mikroobjektiv bei einer Vergrößerung von 1:2 abgebildet. Die Resultate dieses Abbildungsexperiments sind in Abbildung 2-19 dargestellt. Es ist deutlich sichtbar, dass das 3-linsige System die besten Abbildungseigenschaften hat.

Abb. 2-19. Eins zu zwei Abbildung eines Testmusters mit der Linienbreite von 2 μm



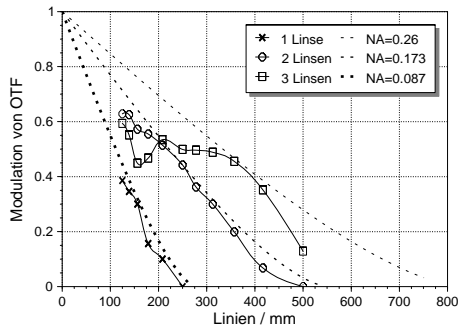
Mit der Hilfe des Ronchi-Gitters (Abbildung 2-18c) kann die Modulationstransferfunktion (MTF) gemessen werden. Die Abbildung 2-20 zeigt, wie das 3-linsige Mikroobjektiv die 2, 1.8, 1.6, 1.4, 1.2 und 1 μm Linienbreiten mit 2-facher Vergrößerung abbildet. Aus dem Kontrast von ähnlichen Aufnahmen wurde die MTF des 1, 2

Abb. 2-20. Eins zu zwei Abbildung von Ronchi-Gitter mit verschiedenen Perioden. Die Linienbreiten sind von links nach rechts: 2, 1.8, 1.6, 1.4, 1.2 und 1 μm



und 3-linsigen Systems bestimmt. Die Meßergebnisse sind in Abbildung 2-19 zusammen mit der idealen aberrationsfreien MTF [50] in Abhängigkeit der objektseitigen Ortsfrequenz dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, dass das 2-linsige System die doppelte Auflösung hat, als eine einzelne Linse. Das 3-linsige Mikroobjektiv liefert allerdings nur ca. 2.5mal größere Auflösung. Für volle Steigerung der Auflösung müssten die Indexverteilungen zum Beispiel mit dem Lorentz-Fermi Modell optimiert werden. Die MTF-Kurven zeigen auch, dass die einzelnen Linsen im Mikroobjektiv nur eine NA von $0.087 \times 1.5 = 0.13$ haben.

Abb. 2-21. Modulationstransferfunktion der Linsensysteme mit ein, zwei und drei Mikrolinsen



Zusammenfassung

Mit der Herstellung eines Arrays von Mikroobjektiven wurde gezeigt, daß mikrooptische Systeme durch die Stapelung einzelner Arrays von GRIN-Linsen entwickelt und montiert werden können. Das Stapeln von Mikrolinsen hat zwei wesentliche Vorteile: Einerseits kann die NA des mehrlinsigen Systems nahezu proportional zu der Zahl der eingebauten Linsen erhöht werden. Andererseits können die Parameter der vielen unterschiedlichen Linsen im Stapel zur Optimierung des gesamten Systems ausgenutzt werden. Auf diese Weise können Systeme mit großer numerischer Apertur auch für große Bildfelder korrigiert werden, was mit einer einzelnen Linse sehr schwierig oder sogar unmöglich wäre. Diese Optimierung wurde mit einer neuartigen Parametrisierung der Indexverteilung der GRIN-Linsen rechnerisch deutlich erleichtert.

In vielen biologischen Anwendungen muss aus einer dünnen, oft streuenden Schicht mit möglichst hoher Auflösung Information gewonnen werden. Diese Schichten können bei einer sehr gut definierten Tiefe mit Hilfe eines konfokalen Mikroskopes berührungslos aufgelöst werden. Da die Auflösung proportional mit der numerischen Apertur (NA) des Systems ist, müssen hoch geöffnete Objektive zum Systemaufbau verwendet werden. Andererseits sind die konfokalen Systeme leicht skalierbar, deshalb sind sie als mikrooptischer Sensor gut realisierbar. In Rahmen dieser Arbeit wurde ein miniatur konfokales System von vier Mikrolinsen-Matrizen und einer Lochblenden-Matrix hergestellt und mit einem Faserbündel, bestehend aus 512 multi-mode Faserpaaren, integriert.

Aufgabenstellung

In dieser Anwendung mussten in einer wasser-ähnlichen Umgebung aus einer Tiefe von 500 μm spektroskopische Informationen gewonnen werden. Wegen der kleinen Signalgröße wurde die Unterdrückung von Reflexionen im System gefordert. Da man in diesem Fall Informationen von einem streuenden Raum statt von einer reflektierenden Oberfläche extrahieren muss, ist eine möglichst hohe NA besonders wichtig.

In der Literatur kann man unterschiedliche konfokale Systeme [51, 52 und 53] finden. In den meisten Anordnungen haben das reflektierte Signal und die Rückreflexionen von optischen Oberflächen den gleichen optischen Pfad, und leiden somit unter dem Problem unerwünschter Rückreflexionen. Es gibt ein Beispiel für ein konfokales System, das konfokale Mikroskopie mit Interferometrie kombiniert und auf diese Weise die Tiefenschärfe des Systems erhöht [54]. Weiterhin wurde ein off-axis konfokaler Sensor von Sinzinger und Jahns vorgestellt [55].

Der Sensor, der hier verwirklicht wurde [34, 56], besteht aus einem 4-linsigen System für die Beleuchtung und aus einem weiteren identischen 4-linsigen System für die

Abbildung. Mit dieser Konfiguration werden Rückreflektionen stark unterdrückt, da das Licht im System nur seitlich reflektiert wird. Dieses System kann benutzt werden, um die Funktionalität einer spektroskopischen Anwendung auszudehnen, weil es nur brechende optische Elemente enthält. Dieser Sensor weist konstante optische Eigenschaften in einem breiten Farbspektrum auf, da der Brechungsindex seiner Komponenten nur wenig wellenlängen-abhängig ist. In einem Versuch wurde die Wellenlänge von 1000 nm bis 2000 nm variiert und dabei am System keine bemerkbare Leistungsänderung beobachtet.

Weiterhin wurde eine 16x32 Matrix von identischen off-axis konfokalen Sensoren gebaut, um Licht gleichzeitig von mehreren Punkten zu sammeln. Die Informationen von den einzelnen Punkten wurden nicht getrennt ausgewertet, sondern die gesamte Intensität mit einem Detektor mit großer Oberfläche detektiert und damit ein über einer Fläche gebildeter Durchschnittswert gemessen.

Die Sensoren in der Matrix wurden mit Multimode-Fasern mit einem Kerndurchmesser von 50 μm beleuchtet und das detektierende Licht musste in eine andere Multimode-Faser eingekoppelt werden. Es wurde ein Paar von Beleuchtungs- und Detektor-Fasern mit einem Abstand von 250 μm gebildet und die Faserpaare wurden mit einem Abstand von 500 μm in einem Faserbündel von einer externen Firma angeordnet. (Siehe Abbildung 3-2a)

Die Miniatur Sensoren wurden von 200-300 μm dünnen Glasschichten mit einer speziellen Positioniervorrichtung - wie im Abschnitt "Positionierung von gestapelten dünnen planaren Schichten" ab Seite 21 beschrieben ist - montiert. Vor dem Zusammenbau wurden die Eigenschaften der Mikrolinsen geprüft, wie es im Abschnitt "Messung der lokalen Phase" ab Seite 39 berichtet wurde. Der Test des Faserbündels und des konfokalen Systems wird mit besonderer Achtung auf die Verluste in diesem Kapitel beschrieben.

Design

Um eine möglichst hohe Auflösung zu erreichen, wurde auf der Gegenstandseite des Sensors eine NA von mindestens 0.3 gefordert. Da die NA einer Multimode-Faser größer als 0.2 ist und die NA unserer GRIN-Linse 0.13-0.15 betrug, waren mindestens 4 Mikrolinsen nötig, um das System zu realisieren. Weitere Vorgaben - Nebenbedingungen waren:

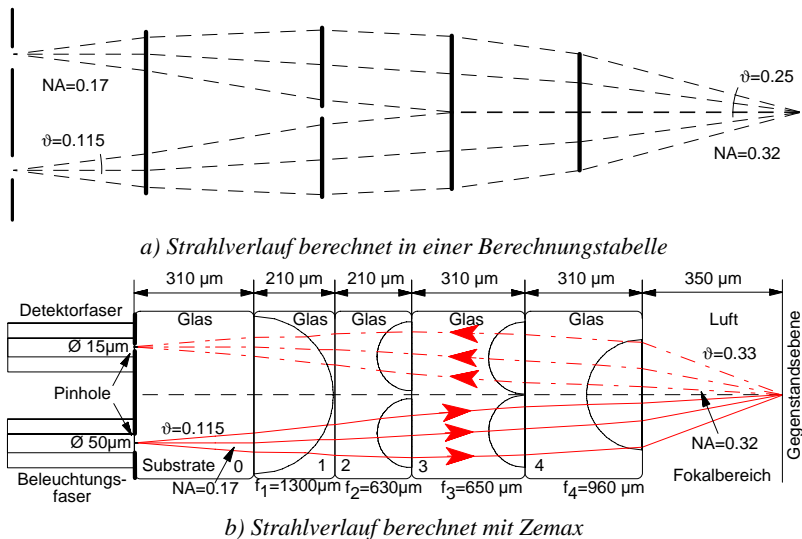
- a. Das Sensor soll von einem wasserähnlichen Medium Information sammeln. Die Information befindet sich in einer Entfernung 500 μm von der Endfläche des Sensors.

Design

- b. Der Abstand zwischen der Beleuchtungsfaser und der Detektorfaser betrug $250\text{ }\mu\text{m}$. Weiterhin dürfen die Linsen nicht beliebig groß sein, da mehrere Sensoren mit $500\text{ }\mu\text{m}$ Abstand realisiert werden. (Siehe Abbildung 3-2)
- c. Wegen der möglichst einfachen Herstellung dürfen nur zwei verschiedene Schichtdicken verwendet werden.

Mit der Beachtung dieser Randbedingungen wurde erst ein System mit idealen Linsen in einer Berechnungstabelle (Spreadsheet) mit paraxialer Näherung entworfen. Der mit der Berechnungstabelle bestimmte Strahlverlauf ist in der Abbildung 3-1a dargestellt. Hier sind die idealen Linsen noch voll ausgenutzt.

Abb. 3-1. Geplante Strahlgänge des konfokales Sensors



Die Brennweiten und Positionen der Linsen wurden als Startparameter im Programm Zemax (kommerzielle Optik-Designer) verwendet und die Parameter wurden für reale GRIN-Linsen korrigiert. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 3-1b.

In diesem Design ist der eingangsseitige Öffnungswinkel (doppelte NA) 0.34 rad . Auf der Bildseite liegt somit wegen des Brechungsindex von Wasser ein Öffnungswinkel von 0.5 rad vor, was einer NA von 0.32 in Luft entspricht. Die numerische Apertur am Systemeingang beträgt $NA_{\text{Ein}} = 0.17$. Sie liegt damit etwas unter der numerischen Apertur der Faser ($NA_{\text{Faser}} = 0.24$).

Konfokaler Sensor

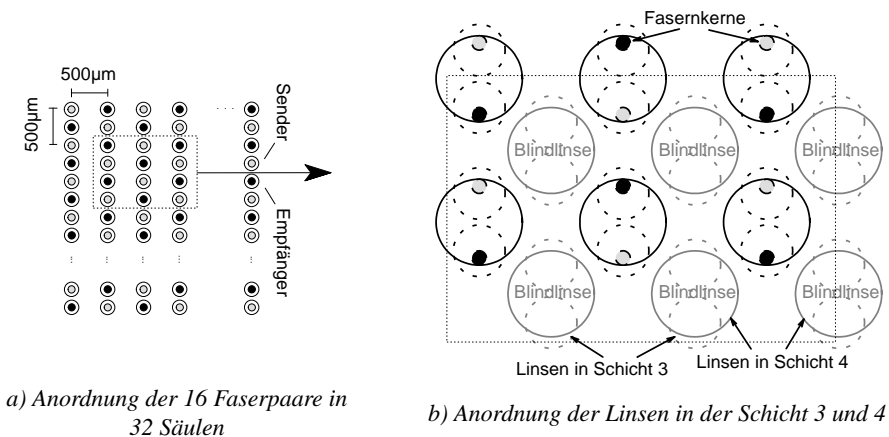
Eine weitere Reduktion der NA tritt durch die Positionsabhängigkeit der NA am Eingang auf. Das System besitzt $NA_{\text{Ein}}=0.17$ nur für die Fasermitte; am Faserkernrand beträgt die NA nur 0.14, da Strahlen von den Randpunkten des Bildfeldes die mittleren Linsen (in Schicht 2 und 3) nicht mehr passieren können.

Zur Realisierung des konfokalen Prinzips wurde auf der Schicht 0 auch eine dünne Metallschicht mit Raumfiltern (Pinholes) vorgesehen (Siehe Abbildung 3-1b). Wie später berichtet wird, verursachten diese Lochblenden jedoch zu hohe Verluste. Deshalb wurde diese Metallschicht entfernt. Ohne Lochblenden dienen die Faserkerne selbst als Raumfilter für das konfokale Prinzip.

Integration des Sensors mit dem Faserbündel

Um in mehreren Punkten gleichzeitig messen zu können, wurde eine Matrix von konfokalen Sensoren geplant und ein Faserbündel mit 16x32 Beleuchtungs-Detektor Faserpaaren gefertigt. Die geplante Anordnung der Faserpaare ist in der Abbildung 3-2a dargestellt. Die Sende- und Empfängerfasern haben gleiche Eigenschaften: 50 μm Kern, 100 μm Mantel und $NA_{\text{Faser}}=0.24$ (siehe Messung 1.) Diese befinden sich nach Spezifikation in einem diagonalen Raster mit einem Abstand von 500 μm in vertikaler und 250 μm in horizontaler Richtung.

Abb. 3-2. Integration des Faserbündels mit den Mikrolinsen

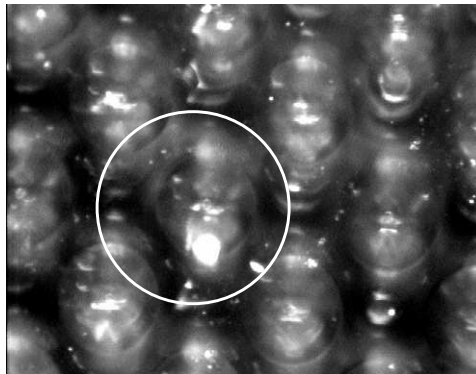


Da die Fasern in den Säulen enger gepackt sind als der Säulenabstand, musste eine spezielle Anordnung für die Linsen entwickelt werden. Wenn die mit feldunterstütztem Ionenaustausch hergestellte GRIN-Linsen nicht in einem regulären Raster gefertigt werden, nehmen sie wegen der asymmetrischen Feldverteilung eine elliptische Form an [57]. Sie werden somit in X- und Y- Richtung verschiedene Brennweiten haben, was bei der Kollimation von Halbleiterlaser nützlich ist, aber in diesem Fall nicht.

Deshalb wurden ungenutzte Blindlinsen zwischen den Sensoren geplant. Auf diese Weise wurde die Symmetrie in einer diagonal stehenden quadratischen Form in der ersten und vierten Schicht (wo die größeren Linsen sind) verwirklicht. In der zweiten und dritten Schicht konnte die Asymmetrie mit Blindlinsen nur gemindert werden, die kleineren Linsen bilden ein hexagonales Muster.

Die Abbildung 3-3 zeigt die Aufsicht des fertig montierten Systems. Die Kamera wurde auf die freie Oberfläche der vierten Schicht scharf gestellt. In dem weissen Ring kann man einen kompletten Sensor beobachten. Der Rand der Linsen in der vierten Schicht und die kleineren Linsen darunter sind gut sichtbar. In der unteren Hälfte des weissen Ringes leuchtet das Licht von einer Sende-Faser.

Abb. 3-3. Bild des realisierten konfokalen Systems



Charakterisierung des Sensorkopfes

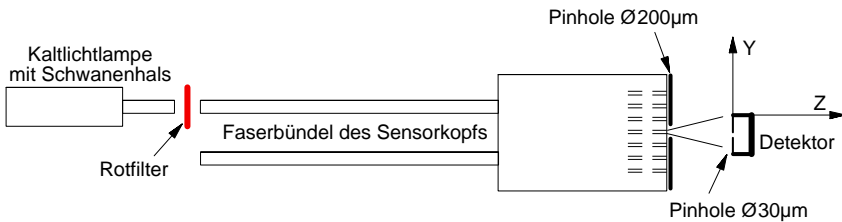
In den nächsten Abschnitten werden die einzelnen Messungen, mit denen die Funktionalität der Teile des Sensorkopfes geprüft wurden, detailliert beschrieben. In den

ersten zwei Messungen wurden die Eigenschaften des Faserbündels ohne konfokale Optik vermessen. In der Messung 3 wurde der Verlust im konfokalen System gemessen und seine Ursache erklärt. In den Messungen 4 und 5 wurde geprüft, ob der Sensorkopf die geplante Funktionalität aufweist.

Messung 1: Bestimmung der Faser-NA im Faserbündel

Eine der wichtigsten Eigenschaften der Multimode-Faser ist die numerische Apertur (NA). In dieser Messung wurde die NA der Fasern im Bündel bestimmt. Die Abbildung 3-4 zeigt den schematischen Meßaufbau. Als Lichtquelle wurde eine Kaltlichtlampe mit Schwanenhals und Rotfilter zur Unterdrückung der kurzwelligen Anteile verwendet. Diese Lampe diente zur Beleuchtung des Faserbündels. Aus der Mitte des Faserarrays wurde mit Hilfe eines Pinholes (Durchmesser: 200 μm) eine Faser ausgewählt. Das Licht der anderen Fasern wurde hierdurch vollständig unterdrückt. Die Lage des Pinholes befand sich unmittelbar auf dem Faserende. Das Fernfeld der Faser wurde mit einem zweiten Pinhole mit einem Durchmesser von 30 μm in drei verschiedenen Abständen abgetastet.

Abb. 3-4. Experimentelle Bestimmung der NA der Fasern im Faserbündel



Der absolute Abstand zwischen Faserende und Detektor ist nicht bekannt, sondern nur die relative Entfernungen zwischen den Meßabständen. Diese betrugen jeweils 0,5 mm. Abbildung 3-5 zeigt die gemessene laterale Verteilung der Lichtintensität in 3 verschiedenen Abständen.

Aus diesen Daten wurde der Verlauf der Strahltaille bestimmt. In Abbildung 3-6 geben die durchgezogenen Linien die Orte an, bei denen die Lichtintensität $1/e^2$ der maximalen Intensität beträgt. Die gestrichelten Linien entsprechen den Orten, an denen die Lichtintensität die Hälfte des Maximums beträgt (FWHM). Da die Messung im Fernfeld durchgeführt wurde, ist ein gerader Verlauf dieser Orte zu erwarten.

Die durchgezogenen Linien schließen einen Winkel von 0.244 Rad ein, woraus zu folgern ist, dass die NA der Faser 0.241 beträgt.

Abb. 3-5. Laterale Intensitätsverteilung in drei verschiedenen Meßabständen.

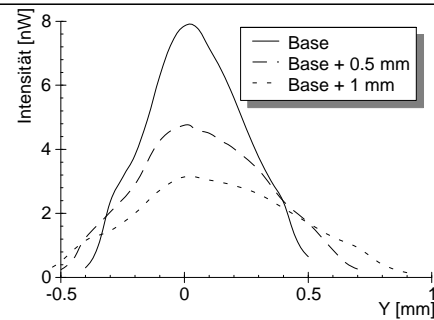
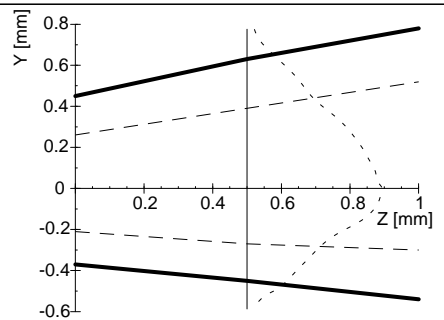


Abb. 3-6. Lage der $1/e^2$ und der FWHM - Punkte



Messung 2: Bestimmung der durch Faserversatz verursachten Verlusten

Das Faserbündel des Sensorkopfes wurde so geplant, dass die Sende- und Empfängerfasern mit 5 μm Genauigkeit im periodischen Raster sitzen (siehe Abbildung 3-2). Außerdem wurde eine Matrix von Lochblenden mit einem Durchmesser von 15 μm vor den Empfängerfasern zur Realisierung des konfokalen Prinzips geplant und nach den Spezifikationen des Faserbündels hergestellt.

Die Gesamtzahl der Faserpaare im Bündel betrug 512. Die mikroskopische Vermessung ergab, dass 5% der Fasern um mehr als den vollen Faserkerndurchmesser (50 μm) und 20% der Fasern um mehr als 25 μm von der geplanten Rasterposition verschoben waren. In 38 Faserpaaren waren Sende- und Empfängerfasern vertauscht und 6 Faserpaare waren nicht nutzbar, da entweder die Sende- oder die Empfängerfaser beschädigt war. Um die durch Vertauschung bedingten Verluste zu verringern, wurde die Pinholemaske in Schicht 0 an das Faserbündel angepasst und so korrigiert, dass die Pinholes der Eingangsseite stets vor den Empfängerfasern liegen.

Der Faserversatz wurde im Einzelnen folgendermaßen gemessen: Auf dem Faserbündel wurde die Schicht 0 mit flüssigem UV-Kleber so befestigt, dass die Pinholes direkt auf den Faserenden lagen. Schicht 0 wurde so positioniert, dass die höchste Gesamtintensität am Ausgang messbar war. Die beleuchteten Pinholes wurden mit einem 4-fach-Mikroskopobjektiv auf eine CCD-Kamera abgebildet. Da das gewählte Mikroskopobjektiv nur ein Feld von 6x4 Pinholes abbilden konnte und die Sende-

und Empfängerfasern separat aufgenommen wurden, mussten 96 Bilder erstellt werden, um das ganze Bündel zu erfassen. Die Bilder wurden mit einem eigens entwickelten Programm ausgewertet und die mechanische Lage der Fasern im Bündel bestimmt.

Abb. 3-7. Histogramm des Faserversatzes im Faserbündel

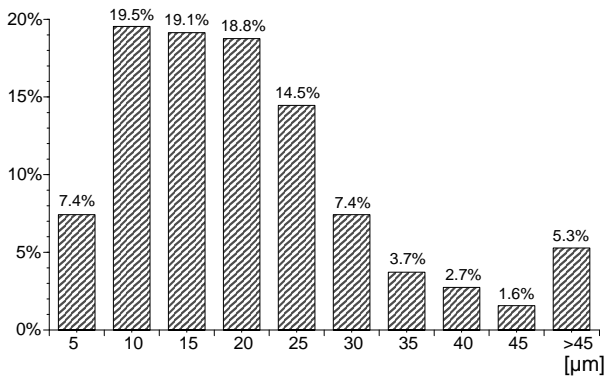


Abbildung 3-7 zeigt ein Histogramm des Versatzes und gibt an, wieviel Prozent der Fasern um welche Lage versetzt sind. So sind z.B. 19.5% der Fasern um mehr als 5 μm , aber um weniger als 10 μm verschoben. Diese Verteilung des Faserversatzes verursacht einen Verlust von 57%.

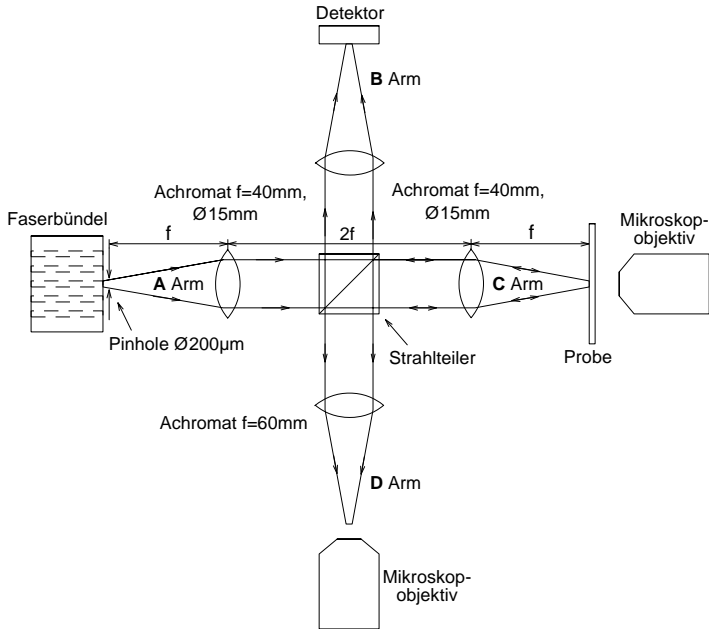
Ein weiterer Verlustbeitrag kommt daher, dass einige Fasern Spiel in der Bohrung besitzen und somit schräg eingepasst sind. Dies führt dazu, dass diese Fasern nicht senkrecht zur Faserplatte abstrahlen. Insbesondere am Rand des Faserarrays strahlen einige Fasern bis zu 10° ($0,17\text{rad}$) seitlich ab. Der hierdurch auftretende Verlust wurde nicht quantitativ erfasst.

Messung 3: Bestimmung der Verluste im optischen System

Ziel dieser Messung war die Bestimmung der Verlustbeiträge im optischen Teil des Systems. Da die Fasern im Bündel unterschiedliche Eigenschaften hatten, (s. Messung 2) wurde eine in der Mitte des Bündels befindliche repräsentative Faser (mit senkrechter Abstrahlung) mit Hilfe eines Pinholes mit einem Durchmesser von 200 μm direkt vor dem Faserbündel ausgewählt und auf den Eintrittspunkt des optischen Systems mit einem 4f Aufbau eins zu eins abgebildet. Zur Referenzmessung

der Intensität am Eingang wurde ein zweites Bild mit Hilfe des Strahlteilers erzeugt. Der Testaufbau ist in Abbildung 3-8 schematisch dargestellt.

Abb. 3-8. Anordnung zur Bestimmung der Effizienz des optischen Systems



Der Abstand zwischen den Achromaten in Arm A-C und Arm B-D beträgt das zweifache der Brennweite des Achromats ($4f$ -System). Die NA des $4f$ -Testsystems wurde der NA des konfokalen Systems angepasst, so dass sich keine nennenswerten Verluste durch das Abbildungssystem ergeben.

Der Testaufbau wurde vor der Messungen geeicht. Erst wurde die Position der Lochblende direkt vor dem Faserbündel mit der Hilfe eines Mikroskopobjektives in dem Arm C geprüft. Dann wurde in dem Arm B und Arm C gleichzeitig ein großflächiger Detektor gestellt und das Intensitätsverhältnis zwischen den Armen B und C gemessen. Später wurde die Intensität beim Eintritt in die Probe im Arm C von der gemessenen Intensität im Arm B zurückgerechnet. In den Arm C wurden verschiedene Proben gestellt und ihre Position konnte anhand des von der Probe reflektiertes Lichtes im Arm D beobachtet werden. Auf diese Weise wurde geprüft, ob das mit dem Pinhole im Arm A ausgewählte Faserende auf die richtige Eingangsposition der Probe abgebildet wurde.

Nach der Eichung des Testsystems wurde nur die Probe im Arm C mit einem X-Y-Z Schiebtisch bewegt. Während der Eichung wurde erst die Lochblende im Arm A auf die optische Achse des Achromats und auf Brennweite Abstand von dem Achromat telezentrisch justiert. Erst dann wurde von dem Faserbündel mit der Hilfe eines anderen X-Y-Z Schiebtisches eine einzelne Faser ausgewählt und das Faserbündel wurde mit der Lochblende in direkten Kontakt gebracht.

Mit diesem Aufbau wurden 4 Messungen durchgeführt, zwei Referenzmessungen zur Bestimmung der Intensität in der Schicht 0 hinter dem Pinhole und zwei Intensitätsmessungen nach dem konfokalen System:

- a. Das Faserende wurde auf ein zweites Pinhole mit einem Durchmesser von 50 μm (ohne optisches System) abgebildet und die Intensität hinter diesem Pinhole im Arm C mit einem großflächigen Detektor gemessen.
- b. Das Faserende wurde auf ein Pinhole mit einem Durchmesser von 15 μm abgebildet und die Intensität gemessen.
- c. Das Faserende wurde auf den Eingang des optischen Systems abgebildet. Dort befand sich ein Pinhole mit einem Durchmesser von 50 μm . Die Lichtintensität wurde hinter dem optischen System gemessen.
- d. Das Faserende wurde auf den Eingang des optischen Systems abgebildet, wo sich ein Pinhole mit einem Durchmesser von 15 μm befand. Die Intensität wurde nach dem System gemessen.

Die Intensitätsverhältnisse zwischen den Messungen a) und c) bzw. b) und d) lieferten den reinen Verlust des optischen Systems. Die Meßergebnisse zeigt die Tabelle 1.

Das Ergebnis zeigt größere relative Verluste bei den kleineren Pinholes: 25% bei \varnothing 50 μm und 44.5% bei \varnothing 15 μm . Intuitiv würde man das Gegenteil erwarten, da das optische System in der Nähe der optischen Achse (Faserkernmitte) bessere Abbildungseigenschaften aufweist als fern der optischen Achse (Faserkernrand). Dieser Widerspruch ist mit der Lichtinhomogenität in der Faser erklärbar.

Da bei diesen Messungen ein infraroter Halbleiterlaser verwendet wurde, wurden nicht alle Moden in der Multimode-Faser angeregt. Im Bereich des Faserkerns waren dunkle und helle Regionen zu beobachten. Bei Verwendung des 50 μm -Pinholes war stets eine hinreichend gute Statistik an hellen und dunklen Bereichen im Meßfenster vorhanden und es wurde somit ein Intensitätsdurchschnitt gemessen. Bei dem kleineren Pinhole war nur noch ein heller oder ein dunkler Bereich im Meßfenster und die Inhomogenität wurde somit abgetastet. Die Positionierung wurde stets so vorgenommen, dass der hellste Bereich im Pinhole lokalisiert war. Hierdurch wird die Eingangsintensität überbewertet. Die Situation ist vergleichbar mit einer

TABELLE 3-1. Intensitätswerte zur Bestimmung des Lichtverlustes an den Mikrolinsen

Pinhole	Schicht 0 ohne Linsen		Schicht 0 mit Linsen	
	Ø 50 µm	Ø 15 µm	Ø 50 µm	Ø 15 µm
1.	124.30 nW	19.60 nW	94.00 nW	9.50 nW
2.	123.20 nW	19.10 nW	94.00 nW	11.50 nW
3.	123.10 nW	19.20 nW	90.00 nW	11.10 nW
4.			85.00 nW	12.40 nW
5.			90.50 nW	9.80 nW
6.			94.80 nW	11.40 nW
7.			93.00 nW	12.10 nW
8.			93.00 nW	12.80 nW
9.			95.60 nW	11.30 nW
10.			91.70 nW	10.20 nW
11.			90.20 nW	10.40 nW
12.			92.30 nW	11.50 nW
13.			90.90 nW	12.10 nW
14.			92.80 nW	12.00 nW
Durchschnitt	123.53 nW	19.30 nW	92.67 nW	10.70 nW

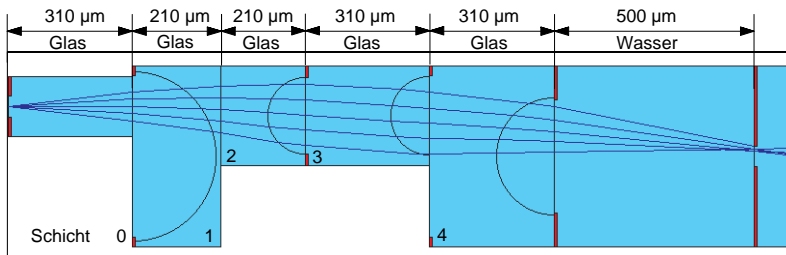
interferometrischen Messung. Dort beträgt die maximale Intensität das zweifache der mittleren Intensität.

In Tabelle 1 sind jeweils die maximalen Messwerte dargestellt. In Messung b ergab sich typischerweise sofort ein Messwert von 15 nW und nur durch feine Optimierung der Einstellung konnte der Wert auf 19 nW erhöht werden. Bei der Messung d) war die Probe nicht so fein einstellbar, da die Lichtrichtung hinter der Schicht 4 des optischen Systems nicht senkrecht verläuft. Dadurch konnte der Messwert hier nicht so fein optimiert werden. Wenn man den Durchschnitt bei der Messung d) mit dem typisch erreichbaren Messwert von 15 nW bei der Messung b) vergleicht, erhält man einen Verlust von 28,7%.

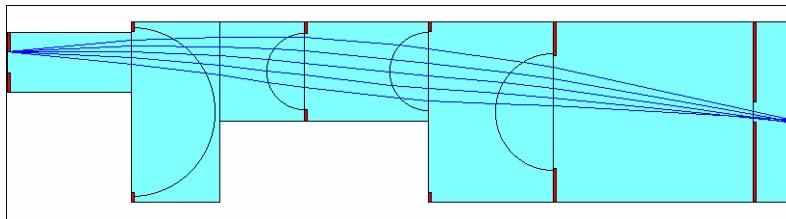
Aufgrund dieser Überlegungen ist anzunehmen, dass *die Effizienz des optischen Systems in beiden Fällen ca. 75% ist.*

Der Verlust im optischen System hat zwei verschiedene Ursachen: Ein Beitrag rührt von der bereits beschriebenen Positionsabhängigkeit der NA am Eingang des optischen Systems her. Ein zweiter Beitrag kommt durch die NIR-Absorption des verwendeten Klebers zustande. Der Verlust durch den UV-Kleber war aufgrund der Spezifikationen des Klebers vorher nicht erwartet worden. Die Transmission des Klebers wurde im NIR nachgeprüft. Die Messung ergab für die im optischen System verwendete Klebermenge eine Transmission von 90% im Wellenlängenbereich von 1,0 μm bis 2,2 μm und 40% oberhalb von 2,2 μm . Die vom Hersteller spezifizierten Werte liegen dagegen bei 98%.

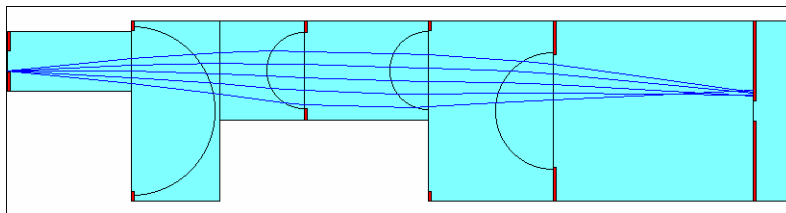
Abb. 3-9. Positionsabhängigkeit der NA am Eingang des mikrooptischen Systems



a) Punktquelle in der Faserkernmitte mit $NA=0.17$



b) Punktquelle am oberen Faserkernrand mit $NA=0.14$



c) Punktquelle am unteren Faserkernrand mit $NA=0.14$

Berücksichtigt man die Absorption des Klebers, so verbleibt für das optische System ein Verlust von 15%. Dieser kann mit der Positionsabhängigkeit der NA am Eingang

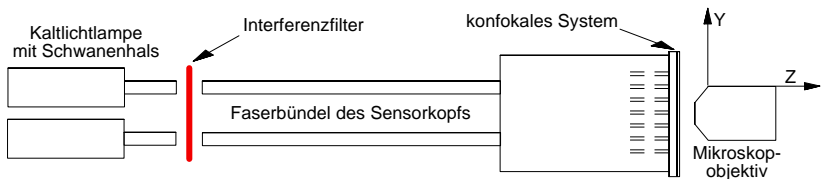
vollständig erklärt werden. Die Abbildung 3-9 zeigt hierzu den Strahlverlauf jeweils für einen Punkt auf der Achse, für einen Punkt am oberen Rand der Apertur und für einen Punkt am unteren Rand der Apertur. Hieraus ist jeweils die numerische Apertur bestimmbar. Für die Punktquelle in der Mitte der Apertur erhält man einen Wert $NA=0.17$. Es wird hier auch die ganze Linse in der Schicht 2 beleuchtet (Abb. 3-9a). Verschiebt man die Punktquelle an den oberen Rand des Eingangs, so wird ein Teil der Strahlen an der Linse in Schicht 2 ausgeblendet (Abb. 3-9b). Die nutzbare NA am Faserkernrand bestimmt sich somit zu 0.14. Obwohl die Situation für den oberen und den unteren Rand nicht symmetrisch ist, erhält man jedoch für den unteren Randpunkt identische Werte (Abb. 3-9c). Die Strahlverläufe in Abbildung 3-9 wurde mit dem Strahlfolungsprogramm 'TraceSys' bestimmt. Die Werte der radialen Indexverteilung wurden durch interferometrische Vermessung und durch die Anwendung eines iterativen Verfahren ermittelt. Über TraceSys wurde im Abschnitt "Beschreibung von TraceSys" ab Seite 26 berichtet, die Beschreibung der interferometrischen Vermessung der GRIN-Linse befindet sich im Abschnitt "Messung der lokalen Phase" ab Seite 39.

In den nächsten zwei Messungen wurde überprüft, ob der Sensorkopf grundsätzlich die geplante Funktionalität aufweist. Während dieser beiden Messungen war das mikrooptische System auf das Faserbündel aufgeklebt.

Messung 4: Bestimmung des Strahlverlaufs hinter dem konfokalen System

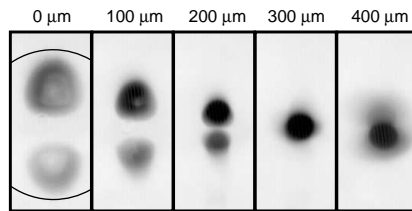
Bei dieser Messung wurde sowohl die Sende-, als auch die Empfängerfaser mit einer Halogenlampe beleuchtet und der Strahlverlauf in Luft hinter dem optischen System mit einem Mikroskopobjektiv aufgezeichnet (Siehe Abbildung 3-10). Die Messungen wurden bei 3 verschiedenen Wellenlängen durchgeführt: bei sichtbaren (rotem) Licht (630-700 nm), bei 1030 nm und bei 1310 nm. Die geforderten Wellenlängen wurden mit einem Interferenzfilter ausgewählt.

Abb. 3-10. Aufzeichnung des Strahlverlaufs hinter der Mikrooptik

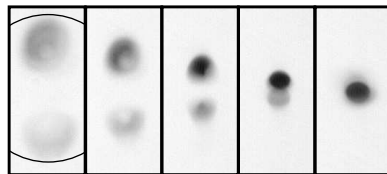


Die mit dem Mikroskopobjektiv aufgenommenen Bilder (Abbildung 3-11) illustrieren den Intensitätsverlauf eines Sender-Empfängerpaares hinter der Schicht 4. Zu sehen ist jeweils die invertierte Helligkeitsverteilung in verschiedenen Ebenen entlang der optischen Achse. Die Abbildung 3-11a zeigt die Verteilung im sichtbaren roten Licht (650 nm), die Abbildung 3-11b zeigt dasselbe bei 1030 nm und die Abbildung 3-11c bei 1310 nm Wellenlänge. Das erste Bild auf der linken Seite zeigt jeweils die Intensitätsverteilung an der Oberfläche der Schicht 4. Der longitudinale Abstand zwischen jeder weiteren Aufnahme betrug jeweils 100 μm .

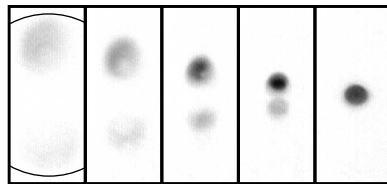
Abb. 3-11. Gemessene Intensitätsverteilung in verschiedenen Abständen



a) Strahlverlauf bei 650 nm Wellenlänge



b) Strahlverlauf bei 1030 nm Wellenlänge



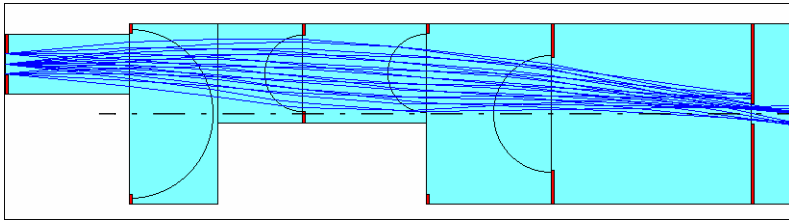
c) Strahlverlauf bei 1310 nm Wellenlänge

In Abbildung 3-11 ist zu sehen, dass sich die Lichtstrahlen für den sichtbaren Bereich in einem Abstand von 300 μm kreuzen und dort auch fokussiert sind. Umgerechnet auf ein wasserähnliches Medium entspricht dies einer Distanz von 400 μm im Medium. Dieser Abstand erhöht sich bei Infrarotlicht auf 400 μm (entspricht 520 μm im Medium) und bleibt im ganzen NIR Bereich in guter Näherung konstant. Die

geforderte Messungstiefe von 500 μm wurde somit mit einer Genauigkeit von 20 μm realisiert.

Aus den Bildern auf der linken Seite ist auch erkennbar, dass die Apertur der Linse in Schicht 4 nicht vollständig ausgeleuchtet ist. Ein relativ großer Bereich in der Mitte der Linse ist nicht optimal ausgenutzt. Dies steht im Gegensatz zu den Berechnungen in der paraxialen Näherung (siehe Abbildung 3-1a).

Abb. 3-12. Strahlverlauf mit dem Programm 'TraceSys'

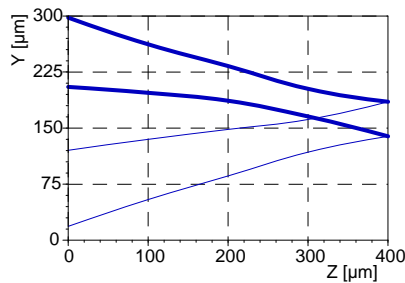


Das Strahlverfolgungsprogramm 'TraceSys' berechnet den Strahlverlauf (Abbildung 3-12) am realistischsten, da hier die experimentell ermittelte Gradientenindexverteilung der Linzen in der Strahldurchrechnung verwendet wird. Die mit diesem Programm ermittelten Strahlverläufe zeigen in Übereinstimmung mit dem Experiment, dass die Mitte der letzten Linse nicht optimal ausgenutzt ist.

Die Abbildung 3-13 zeigt die Äqui-Intensitätslinien. Die Werte wurden unter Verwendung der Daten von der Abbildung 3-11c ermittelt. Hierzu wurden in der Abbildung 3-11c diejenigen Orte gesucht, wo die Intensität gerade noch größer als das Untergrundrauschen war. Diese Grenzen umfassen einen Raumwinkel von 0.23 Rad und kreuzen sich in einem 50 μm -großen Bereich. Die Verwendung der FWHM-Grenze oder der $1/e^2$ -Grenze wäre für einen Vergleich mit den Raytrace-Ergebnissen nicht zulässig, da der Strahlverlauf nur diejenigen Pfade ermittelt, die das System passieren können. Bei der Strahldurchrechnung wird keine Aussage darüber gemacht, ob und wieviel Licht in diesen Pfad auch eingekoppelt wurde.

Somit ist auf der Basis dieser Messungen festzustellen, dass die Empfangsoptik Licht unter einem Raumwinkel von 0.23 Rad in einer örtlichen Ausdehnung von 50 μm einsammelt.

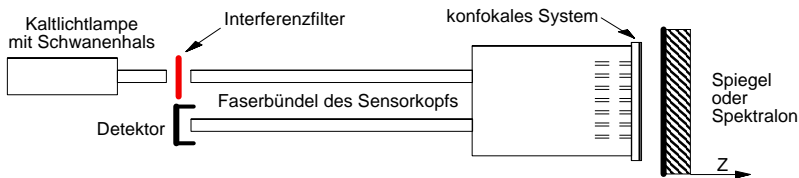
Abb. 3-13. Lichtbündelgrenzen in Luft nach der Schicht 4



Messung 5: Bestimmung der Tiefenschärfe des Sensorkopfs

Nachdem aus Effizienzgründen das Array von Pinholes entfernt wurde, war von Interesse, inwieweit der Faserkern selbst als Raumfilter dient und zur Realisierung des konfokalen Prinzips ausreicht. Es wurde daher die Tiefenschärfe des optischen Systems ohne Pinholes bestimmt. Zur genaueren Abschätzung wurde diese Messung einmal mit einem Spiegel und einmal mit einer in 4π -Raumwinkel streuenden Spektralplatte durchgeführt. Aus dem Vergleich dieser Ergebnisse kann der Raumwinkel, mit dem der Sensorkopf das Licht einsammelt, abgeschätzt werden. Den Meßaufbau hierzu zeigt Abbildung 3-14.

Abb. 3-14. Meßaufbau zur Bestimmung der Tiefenschärfe

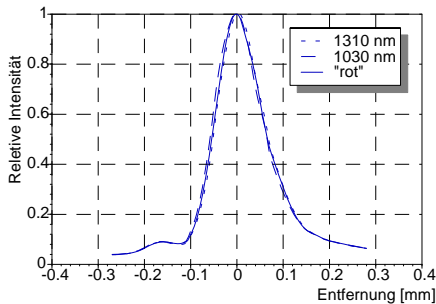


Bei dieser Messung wurden nur die Sendefasern beleuchtet und die Intensität am Ausgang der Empfängerfasern wurde gemessen. Vor dem Sensorkopf wurde zuerst ein in z-Richtung verschiebbarer Spiegel parallel zum konfokalen System positioniert. Die Messung wurde wieder bei 3 verschiedenen Wellenlängen durchgeführt: bei sichtbarem rotem Licht (630-700 nm), bei 1030 nm und bei 1310 nm.

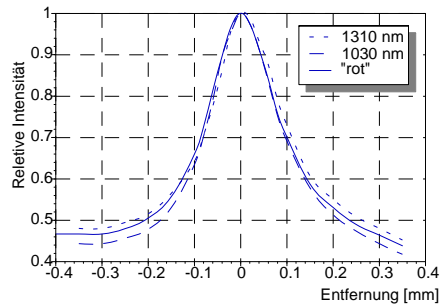
Charakterisierung des Sensorkopfes

Die Abbildung 3-15 zeigt die Meßergebnisse. Um die Meßergebnisse leichter vergleichen zu können, wurden an den Achsen der Diagramme jeweils relative Werte dargestellt. Die Intensitäten wurden bei jeder Wellenlänge mit der maximalen Intensität skaliert. Die longitudinale Lage des Intensitätsmaximums war bei jeder Wellenlänge gleich. Diese Stelle wurde als der Nullpunkt der z-Achse (Entfernung) gewählt.

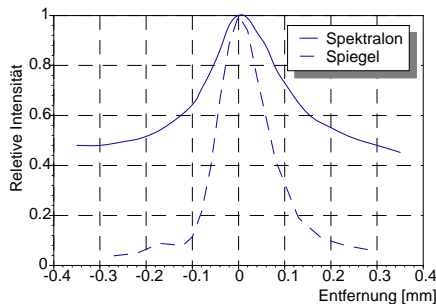
Abb. 3-15. Tiefenschärfemessung mit Spiegel und mit Spektralon



a) Verlauf der longitudinalen Intensität bei Reflektion am Spiegel



b) Verlauf der longitudinalen Intensität bei Verwendung des Spektralons



c) Vergleich zwischen Spektralon und Spiegel bei 1300 nm

Die Abbildung 3-15a zeigt, dass der Sensorkopf in guter Näherung identische optische Eigenschaften im ganzen NIR-Bereich aufweist. Das Volumen, aus dem der Sensorkopf Licht einsammelt, ist beim Spektralon größer als beim Spiegel (Siehe Abbildung 3-15c), da im Spektralon nicht nur Einfachstreuung, sondern auch Mehrfachstreuung auftritt. Wenn man das Licht auf das Spektralon fokussiert, sieht man nicht nur den Fokuspunkt sondern auch eine relativ große helle Umgebung um den Fokuspunkt. Legt man das Spektralon direkt auf den Sensorkopf auf, so misst man deshalb 45% der maximal messbaren Intensität im Fokus. Wird der Spiegel direkt auf

den Sensorkopf aufgelegt, so misst man 4% der maximal messbaren Intensität. Bei offenem Sensorende (ohne Spiegel oder Spektralton) ist keine Rückreflektion zwischen den Schichten messbar.

Bei der Wellenlänge von 1310 nm war die am Ausgang des Sensorkopfs messbare Lichtintensität mit dem Spektralton 0,71 μW und mit dem Spiegel 57 μW . Das Verhältnis zwischen diesen Intensitäten entspricht nach der Formel

$$\cos(\vartheta) = 1 - \frac{2P}{P_{\max}} \quad [3-1]$$

einem halben Öffnungswinkel von 0.224 rad in Luft, da das Spektralton das Licht in den ganzen 4π -Raumwinkel streut.

Die NA eines konfokalen Systems kann auch aus der Halbwertsbreite (full width at half-maximum - FWHM) des axialen Signals ermittelt werden. Die FWHM eines symmetrischen konfokalen Systems ist entsprechend der Theorie vom Dickensheets und Kino [52]:

$$\text{FWHM} = \frac{0.443\lambda}{1 - \cos\alpha} \quad [3-2]$$

wobei $\sin\alpha$ die NA des Systems ist. Die FWHM ist 100 μm mit Spiegel, die entspricht einer NA von 0.11. Im asymmetrischen Fall muss dieser Wert mit 2 multipliziert werden, um den halben Öffnungswinkel des Systems zu bekommen. So ergibt sich der Wert 0.22, die eine gute Übereinstimmung mit dem Wert aus dem Raumwinkelverhältnis zeigt.

Zusammenfassung

Die geplanten Eigenschaften des konfokalen Sensors werden durch das realisierte vierlinsige optische System erfüllt. Die numerische Apertur am Systemeingang beträgt $\text{NA}_{\text{Ein}}=0.17$ auf der Achse und ca. 0.14 am Rand der Faser. Auf der Bildseite wurde ein theoretischer Öffnungswinkel von 0.5 rad in Wasser erreicht, was einer NA von 0.32 entspricht. Das experimentell realisierte System sammelt das Streulicht in einem halben Öffnungswinkel von 0.224 rad (s. Messung 4) aus einem streuenden Volumen ein, das in Richtung der Strahlung 200 μm und senkrecht darauf 50 μm Ausdehnung besitzt. Die laterale Auflösung des Systemes wäre 100 μm ohne Streuung. Die Mitte dieses Volumens liegt ca. 520 μm tief im Wasser, wobei diese Lage relativ unabhängig von der verwendeten Wellenlänge in NIR ist (s. Messung 5).

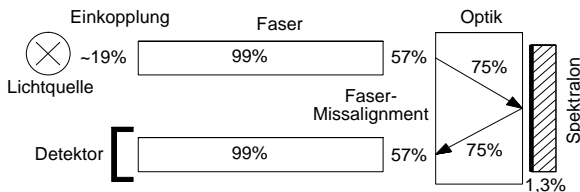
Zusammenfassung

Der verwendete UV-Kleber bewirkt ca. 10% Verlust im Wellenlängenintervall von 1,0 μm bis 2,2 μm und ca. 60% ab 2,2 μm . Die Absorptionsverluste durch den UV-Kleber waren aufgrund der Spezifikation des Klebers vorher nicht zu erwarten.

Die Effizienz der einzelnen Systemteile zeigt die Abbildung 3-16. Die einzelnen Verlustbeiträge sind:

- Kopplung der Lichtquelle (FT-IR Spektrometers) an das Faserbündel. Da die Faserkerne nur 19% der gesamten Bündeloberfläche abdecken, tritt dieses Flächenverhältnis als Wirkungsquerschnitt auf.
- Absorptions- und Streuverluste in der Faser: ca. 1%.
- Mißalignment der Fasern in der Faserplatte. Nach Messung sind 20% der Fasern um mehr als 25 μm (halber Kerndurchmesser) vom geplanten Raster verschoben. Durch diesen Versatz gehen 57% der aus den Fasern austretenden und 57% der in die Fasern zurückkehrenden Lichtintensität verloren (s. Messung 2). Einige der Fasern strahlen nicht senkrecht zur Faserplatte ab, sondern in seitliche Richtung bis zu 10° . Dieser Winkerversatz führt zu weiteren nicht-quantifizierbaren Verlusten.
- Der Verlust im optischen System hat zwei verschiedene Ursachen: Ein Beitrag rührt von der Positionsabhängigkeit der NA am Eingang des optischen Systems her. Ein zweiter Beitrag kommt durch die NIR-Absorption des verwendeten Klebers zustande. Der verwendete UV-Kleber bewirkt ca. 10% Verlust. Berücksichtigt man die Absorption des Klebers, so verbleibt für das optische System ein Verlust von 15%.
- Raumwinkelverluste. Das Spektralon streut das Licht in den vollen 4π -Raumwinkel, die Mikrooptik sammelt wegen des halben Öffnungswinkels von 0.224 hier von nur einen Raumwinkel von 0.156 ein. Das Raumwinkelverhältnis führt zu einer Effizienz von 1.25%

Abb. 3-16. Effizienz der einzelnen Teilgruppen des Systems



Wenn man alle oben genannten und in der Abbildung 3-16 gezeigten Teileffizienzen multipliziert, erhält man eine Effizienz für das gesamte System von 0,024%. Gemes-

sen wurde experimentell eine Effizienz von 0,013%. Diese Diskrepanz ist durch den unzulässig hohen Fehler im Abstrahlwinkel einiger Fasern erklärbar. Diese Energiebilanz zeigt auch, dass starke Lichtquellen und sehr empfindlichen Detektoren in komplizierten, aus vielen Elementen bestehenden optischen Aufbauten nötig sind, obwohl der meiste Verlust nicht von der Mikrooptik stammt.

Faseroptisches Übertragungssystem mit Winkelmultiplex

Einführung, Motivation

Die Entwicklung der Rechnertechnik erlebt seit Jahren einen kontinuierlichen Anstieg der Leistungsfähigkeit, sowohl hinsichtlich der Verarbeitungsgeschwindigkeit als auch bezüglich der Speicherkapazität. Eine Verlangsamung dieses Anwachsens ist derzeit noch nicht in Sicht. Hierbei ist zwar zwischen Hochleistungsrechnern für Spezialanwendungen und Standardrechnern im alltäglichen Einsatz zu unterscheiden, die Strategien zur Leistungssteigerung sind jedoch vergleichbar. Neben einer Erhöhung der Taktfrequenz gewinnen architektonische Maßnahmen, höhergradige Parallelisierung und die Verwendung von Spezialprozessoren immer mehr an Bedeutung. Hierdurch ergeben sich besondere Anforderungen an die Strukturierung und den Datendurchsatz der Kommunikationswege. Für rein elektronische Kommunikationswege sind die physikalischen Grenzen der Übertragungsbandbreite absehbar. Wegen der Abstrahlcharakteristik elektrischer Leiter sind Maßnahmen zu deren Abschirmung bzw. die Signalführung in Hohlleitern erforderlich. Dies erhöht den Herstellungsaufwand. Auch im Hinblick auf Konnektivität (Verbindungsichte) in hochparallelen Systemen begrenzen Leitungsführungen und Steckverbindungen den Grad der Miniaturisierbarkeit.

Die Unterschiede zwischen elektrischer und optischer Signalübertragung sind von grundsätzlicher Natur: Wegen der Wechselwirkungsfreiheit der Photonen treten weder Abstrahlverluste noch Übersprechen in benachbarte Kanäle auf. Hierdurch können hochgradig parallele Verbindungswege sehr kompakt realisiert werden. Auch ist durch die extrem hohe zeitliche Bandbreite des Lichts ein hoher Multiplexgrad erreichbar. Durch Ausnutzung der dreidimensionalen Lichtausbreitung können außerdem auch neuartige Verbindungstopologien ohne geführte Lichtwege realisiert werden.

Für die Signalübertragung sind Lichtquellen, Verbindungstechnik und Detektoren notwendig. Mit den "Vertical Cavity Surface Emitting Laser Diods" (VCSEL) stehen heute Lichtquellen zur Verfügung, die auf einem elektronischen Chip integriert und

im GHz-Bereich moduliert werden können [9]. Unter leichter Abwandlung des Herstellungsprozesses können diese VCSEL-Elemente auch als Detektoren verwendet werden [10].

Die optische Verbindungstechnik wird bereits heute in kommerziellen Systemen, vor allem in der Langstreckenübertragung, genutzt. Für kürzere Distanzen bis hinunter zu intra-chip-Verbindungen besteht aktueller Forschungsbedarf. Der Einsatz optischer Signalübertragung über kurze Distanzen bis hinunter zu intra-Chip-Verbindungen ist in der Roadmap der Elektronik-Industrie für das Jahr 2006 vorgesehen [58]. Die aktuelle Entwicklung elektronischer Signalübertragung hat sich zwischenzeitlich ihren fundamentalen Grenzen genähert.

Die Verbindung zwischen Rechnersubsystemen oder Platinen überbrückt kürzere Distanzen im Bereich von einigen Zentimetern bis Metern. Hier ist eine flexible, steckbare und breitbandige Verbindung gefordert, die wenig Raum beansprucht. Eine geeignete Verbindung muss also ein Maximum an logischen Kanälen pro physikalischem Kanal führen können. Dafür bietet sich die Multiplex-Technologie an. Sowohl für Zeit- wie auch für Wellenlängen-Multiplex sind zusätzliche elektronische Multiplex- bzw. Demultiplex-Einheiten notwendig, was zusätzlichen Platzbedarf bedingt. [59]

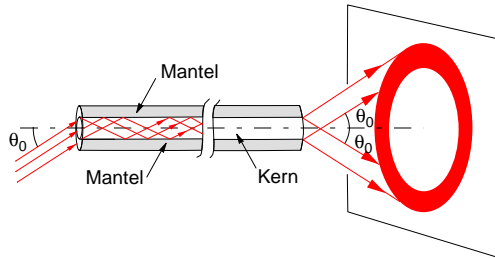
Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Realisationsmöglichkeiten einer Multiplex-Übertragung untersucht, die nur mit passiv optischen Bauteilen auskommt. Es wird dabei die Einkoppelrichtung eines Strahls als Multiplexparameter (angular division multiplexing - ADM) verwendet. Die Einkoppelrichtung bleibt über kurze Strecken von einigen Metern in guter Näherung erhalten [60, 61]. In ersten Experimenten wurde eine Übertragungsstrecke mit einer Multimode-Faser über 8 m und 13 logischen Kanälen realisiert. Das Übersprechen auf benachbarte Kanäle wurde mit Werten zwischen -8dB und -14dB gemessen [62].

Theoretische Grundlagen

Der grundlegende Effekt, der in einem Winkelmultiplex-System ausgenutzt wird, ist die Erhaltung des axialen Winkels (Abbildung 4-1). Wenn ein kollimiertes Lichtbündel in eine Stufenindex Multimode-Faser (MUF) schräg eingekoppelt wird, tritt das Licht am Faserende innerhalb eines Kegelmantels aus. Da der Öffnungswinkel des Kegels gleich dem Einkopplungswinkel ist [60], kann diese Winkelerhaltung für Informationsübertragung ausgenutzt werden. Im Fernfeld des Faserendes lässt sich eine ringförmige Intensitätsverteilung beobachten, weil die einzelnen Strahlen in der Faser auf einer Zylinderfläche totalreflektiert werden und zwar jeder Strahl abhängig

von seiner Position mit einem anderen Winkel. Auf diese Weise laufen die Strahlen eines ausgedehnten Lichtbündels auf unterschiedlichen Spiralbahnen in der Faser und bilden eine rotationssymmetrische Feldverteilung.

Abb. 4-1. Lichtausbreitung in Stufenindex Multimodefaser



Wenn die MUF ideal fehlerfrei wäre, ergäbe sich die Breite der Ringverteilung aus dem Winkelspektrum des eingekoppelten Lichtes und der Winkelverbreiterung wegen der Beugung am kleinen Faserdurchmesser unabhängig von der Faserlänge. In den realen Fasern findet Modenkopplung wegen Inhomogenitäten im Faserkern und wegen Streuung der Kern-Mantel Oberfläche statt [63]. Somit verbreitert sich das Winkelspektrum während der Ausbreitung in der Faser.

Übt man an einer Stelle Druck auf die Faser aus, kann eine Brechungsindex-Inhomogenität und ein kleiner Krümmungsradius an der Kern-Mantel Oberfläche erzeugt werden (Mikrokrümmung). Somit werden die Ringe am Ausgang breiter. Bei größeren Biegeradien (Makrokrümmung) verteilen sich dagegen die Spannungen in der Faser. Dieses Faserbiegen führt nicht zu lokalen Veränderungen der Kern-Mantel Grenzschicht, weshalb die Änderung der Ringbreite vernachlässigt werden kann. (Siehe Abbildung 4-45 auf Seite 133)

Um die Ringverbreiterung zu beschreiben wird angenommen, dass die Intensität nur in die nächsten Nachbar-Moden eingekoppelt wird und dass der Ausbreitungswinkel ϑ der einzelnen Moden kontinuierlich ist. Mit diesen Annahmen kann nach Gloge die Winkelverbreiterung mit der folgenden Differentialgleichung beschrieben werden [63]:

$$\frac{\partial P(\vartheta, z)}{\partial z} = -\alpha(\vartheta)P(\vartheta, z) + (\Delta\vartheta)^2 \frac{1}{\vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\vartheta \cdot d(\vartheta) \frac{\partial P(\vartheta, z)}{\partial \vartheta} \right), \quad [4-1]$$

wobei $P(\vartheta, z)$ die winkelabhängige Intensitätsverteilung in der Faser entlang der axialen Koordinate z ist. $\alpha(\vartheta)$ beschreibt den Dämpfungsverlust und $d(\vartheta)$ ist die Konstante der Modenkopplung. Weiterhin ist

$$\Delta\vartheta = \frac{\lambda}{4r_M n} \quad [4-2]$$

der Abstand der Moden in der Faser mit dem Kerndurchmesser r_M und Brechungsindex n bei der Wellenlänge λ .

Aufgrund des Brechungsgesetzes ist der Abstand der Moden außerhalb der Faser $\lambda/(4r_M)$. Weiterhin nimmt das eingekoppelte Licht wegen der Beugung an der Apertur des Faserkerns eine Winkelbreite von $\lambda/(2r_M)$ an. Es werden also stets mehrere Moden angeregt. Aufgrund der Gleichung (4-2) ist die Zahl der Modenwinkel in einer Faser mit der numerischen Apertur von $NA_M=0.4$ und mit dem Kerndurchmesser von $2r_M=100\text{ }\mu\text{m}$ bei $\lambda=0.850\text{ }\mu\text{m}$: $NA_M \frac{2r_M}{\lambda} = 94$.

Der Moden-Abstand $\lambda/(4r_M)$ ist ein Ergebnis der Näherung der ‘schwach geführten Moden’ [64, 65 und 66]. Mit dieser Näherung können die komplizierten Bessel-Verteilungen in der Multimode-Fasern einfacher beschrieben werden und bei dieser Näherung haben die Moden mit gleichem Moden-Index den gleichen Propagationswinkel ϑ . Wenn die Feldverteilung der Moden genau berechnet wird, haben die Moden mit gleichem Moden-Index, aber mit einer anderen Rotationssymmetrie einen leicht unterschiedlichen Propagationswinkel. Nach dieser genauen Berechnung ist die Modenzahl in einer stufenindex Multimode-Faser mit den vorherigen Parametern [64]:

$$M \approx \frac{NA_M^2}{2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 r_M^2 = 10928 \quad [4-3]$$

Folglich kann der Propagationswinkel mit dem kontinuierlichen Parameter ϑ beschrieben werden.

Wegen des quasi-kontinuierlichen Propagationswinkels kann die Lichtausbreitung in der Faser wie eine Freiraumausbreitung betrachtet werden. Von dem einzukoppelnden Feld wird nur der Teil abgeschnitten, der nicht auf den Faserkern trifft und die Richtungen, die größer als die NA der Faser sind, werden nicht weitergeführt. Der Faserkern kann als eine Lochblende mit begrenzter NA betrachtet werden. Demzufolge

wird das ganze Winkelspektrum eines Gauß-Strahls in die Faser eingekoppelt, wenn er einen kleineren Strahldurchmesser als der Durchmesser der Faser hat. (In der Regel hat die Faser eine größere NA als der Gauß-Strahl.) Dieses eingekoppelte Winkelspektrum ist unabhängig davon, in welchem Abstand sich die Gauß-Taille zur MUF befindet. Diese Einkoppeleigenschaft wurde experimentell bestätigt. (Siehe Abschnitt "Charakterisierung der Gauß-Taille bei der Einkopplung" ab Seite 134).

Im folgenden wird die Intensitätsverteilung am Austritt der MUF berechnet, wenn eine ebene Welle eingekoppelt wird. Wenn man annimmt, dass die Modenkopplung unabhängig vom Ausbreitungswinkel ist ($d(\vartheta)=d_0$) und die Dämpfung mit einem Polynom zweiter Ordnung zu beschreiben ist ($\alpha(\vartheta)=\alpha_0+A\vartheta^2$), dann kann die Gleichung (4-1) mit $D = d_0\left(\frac{\lambda}{4r_{Mn}}\right)^2$ vereinfacht werden:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -A\vartheta^2 P + \frac{D}{\vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\vartheta \frac{\partial P}{\partial \vartheta} \right) \quad [4-4]$$

Wenn eine ebene Welle mit dem Winkel ϑ_0 in die Faser eingekoppelt wird, ist die Lösung der Differentialgleichung (4-4) nach [67]:

$$P(x(\vartheta), z) = \exp\left[-\left(\frac{x_0+x}{2}\right)\left(\frac{1+\exp(-bz)}{1-\exp(-bz)}\right)\right] \frac{\exp(-bz/2)}{1-\exp(-bz)} I_0\left[\frac{\exp(-bz/2)\sqrt{4x_0x}}{1-\exp(-bz)}\right] \quad [4-5]$$

mit den Abkürzungen $x = \vartheta^2 \sqrt{A/D}$ und $b = 4\sqrt{AD}$ und I_0 als modifizierte Bessel-Funktion. Für geringe Auswirkung der Modenkopplung (wenn $bz \ll 1$, wie bei den meisten Fasern und Längen), kann man nähern $1 - \exp(-bz) \approx bz + (bz)^2/2$:

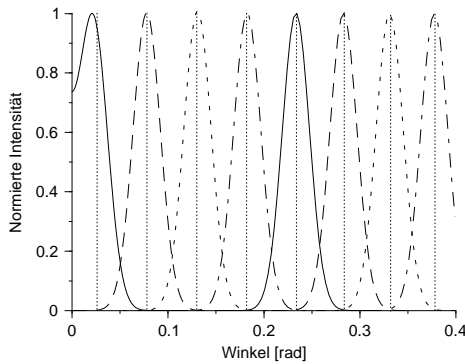
$$P(\vartheta, z) \approx \exp\left(-\frac{\vartheta_0^2 + \vartheta^2}{4Dz}\right) \frac{1}{4z\sqrt{AD}} I_0\left(\frac{2\vartheta_0\vartheta}{4Dz}\right) \quad [4-6]$$

Weiterhin gilt für $x > 40$ $I_0(x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \exp(x)$, also für genügend kurze Faser, geringe Modenkopplung und nicht zu kleinen Winkel:

$$P(\vartheta, z) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{4z\sqrt{AD}} \exp\left(-\frac{(\vartheta - \vartheta_0)^2}{4Dz}\right) \sqrt{\frac{4Dz}{2\vartheta_0\vartheta}} \quad [4-7]$$

Aus der Näherung (4-7) ist ersichtlich, dass der Ring am Schirm eine Gauß-ähnliche Hüllkurve mit der Standardabweichung $\sigma_{\vartheta} = \sqrt{4Dz}$ hat. Für kleine Winkel wird das Maximum der Intensität im Ring in Richtung $\vartheta=0$ verschoben und der Ring wird breiter, wie es in Abbildung 4-2 für eine typische $Dz=10^{-4} \text{ rad}^2$ dargestellt ist. Die Kurven zeigen immer die exakten Intensitätswerte nach der Formel (4-6), die ab $\vartheta=0.15$ mindestens bis zur vierten Stelle auch mit der Formel (4-7) bestimmbar sind. Die verschiedenen Kopplungswinkel in Abbildung 4-2 sind mit vertikalen Linien markiert.

Abb. 4-2. Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Kopplungswinkel



Wegen $\sigma_{\vartheta} = \sqrt{4Dz}$ nimmt die Ringbreite mit der Faserlänge $z=L$ zu und erhöht so das Übersprechen zwischen den Kanälen - die Überlagerungen der Gauß-Glocken. Auf diese Weise bestimmt die Ringbreite die Anzahl der Kanäle N und das Übersprechen, wie in Abschnitt "Übersprechen in Abhängigkeit der Ringbreite" ab Seite 119 gezeigt wird. Deshalb ist das Produkt aus Faserlänge, Kanalzahl und Übersprechen durch die Faserparameter D und NA beschränkt.

Eine MUF mit höherer numerischer Apertur (NA) bedeutet nicht automatisch eine grössere Anzahl an Kanälen bei gleicher Faserlänge und gleichen Übersprechen, da eine höhere NA nur mit einem anderen Kern-Mantel Materialpaar realisierbar ist. Dieses Materialpaar kann aber eine schlechtere Kern-Mantel Oberfläche und dadurch einen größeren D -Wert haben. Der Faserdurchmesser ist eher wegen der Herstellungstoleranzen des Multiplexer-Moduls und der Flexibilität der Faser wichtig. Wegen der Beugung an der Öffnung der Faser ist die Ringbreite $d\vartheta=\lambda/d=8.5 \text{ mrad}$ schon bei einem Durchmesser von $d=100 \mu\text{m}$ und Wellenlänge von $\lambda=850 \text{ nm}$ kleiner als die Ringverbreiterung $\sigma_{\vartheta} = \sqrt{4Dz} = 20 \text{ mrad}$ aufgrund der Modenkopplung für

$Dz=10^{-4} \text{ rad}^2$. Weiterhin bestimmt diese Beugung unabhängig der Faserlänge ein Minimum der Ringbreite und damit die maximale Kanalzahl.

Systemauslegung mit Toleranzanalyse

Um die Erhaltung des Kopplungswinkels in der MUF auszunutzen, ist eine Multiplexer- und eine Demultiplexer-Einheit nötig. Der Multiplexer koppelt die unterschiedlichen Informationskanäle unter unterschiedlichen Winkeln in die Faser ein. Der Demultiplexer sortiert die mit unterschiedlichen Winkeln codierten Informationen auf die entsprechenden Empfänger [68]. (Abbildung 4-3) In den Abschnitten “Multiplexer” und “Demultiplexer” werden optische Anordnungen für diese Einheiten beschrieben. Von diesen Anordnungen wurde jeweils eine ausgewählt, die mit kommerziell verfügbaren mikrooptischen Komponenten aufgebaut werden kann. Für diese Anordnungen wurde in den Abschnitten “Einfluss von Justagefehlern” ab Seite 88 und “Behandlung von Gauß-Verteilungen” ab Seite 110 eine Toleranzanalyse durchgeführt. Die Toleranzanalyse wird in zwei Teilen behandelt. Zuerst werden die Bildfehler aufgrund des Justagefehlers im Abschnitt “Einfluss von Justagefehlern” analytisch mit nicht-paraxialer Strahlverfolgung berechnet. Dann werden diese Bildfehler im Abschnitt “Behandlung von Gauß-Verteilungen” in Verlust bzw. in Übersprechen im System mit Hilfe Gauß’scher Verteilungen umgerechnet. Ein konkretes Beispielsystem mit 10 Kanälen und -10 dB Übersprechen wird im Abschnitt “Übersprechen im Beispielsystem” ab Seite 124 für Justagetoleranzen analysiert.

Abb. 4-3. Datenübertragung nach dem ADM-Prinzip



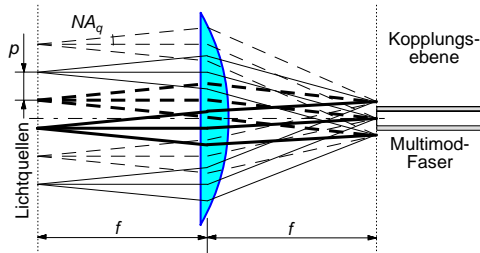
Multiplexer

In den nächsten Abschnitten werden mehrere Multiplexer Anordnungen mit verschiedenen Eigenschaften vorgestellt.

Multiplexer mit Einzellinse

Der Multiplexer hat die Aufgabe, die von verschiedenen Orten stammende Informationen in entsprechende Richtungen umzuwandeln. In der Optik wird diese Aufgabe mit einer Fourier-Transformation durch eine Linse gelöst. (Abbildung 4-4) Auch wenn dieser Ansatz für einen Multiplexer nicht optimal ist, lassen sich daran einige grundlegende Prinzipien gut erläutern.

Abb. 4-4. Fourier-Transformation mit einer Linse als Winkel-Multiplexer



Der optische Vorteil dieser Anordnung ist, dass sie besonders wenige optische Komponenten enthält und die Lichtkanäle jeweils ein sehr kleines Winkelspektrum in der Kopplungsebene und auch kurz davor oder dahinter haben. Deshalb kann in diesem System eine deutlich größere Positionstoleranz der Komponenten akzeptiert werden als in einem komplexeren Aufbau. Das Winkelspektrum der Kanäle an der Koppelfläche ist durch die Ausdehnung der Lichtquelle und die Brennweite f der Linse gegeben.

Als Lichtquelle kann ein Monomode-Faserbündel oder eine VCSEL-Zeile verwendet werden. Diese Lichtquellen haben einige Mikrometer große Austrittsfenster und die Lichtverteilung ist mit der Gauß-Verteilung gut beschreibbar. Die numerische Apertur einer Monomode-Faser liegt im Bereich von $NA_q=0.1-0.16$, die NA eines VCSELs ist oft mit bis 0.3 noch höher. Der Abstand zwischen den Quellen ist typischerweise $p=250\text{ }\mu\text{m}$. Damit ergibt sich der Radius der Linse, $r = N \cdot p/2$ für die Kanalzahl N . Die Brennweite f der Linse ist bestimmt durch die NA der MUF, NA_M :

$$f = \frac{r}{\tan(\theta_{Max})} = \frac{r \sqrt{1 - NA_M^2}}{NA_M} \quad [4-8]$$

Mit der Brennweite f der Linse kann man den Bündeldurchmesser d_{Spot} nach der Linse berechnen: $d_{Spot}=2 \cdot f \cdot NA_q$. Zur Vermeidung einer Einfügedämpfung (S.

Abschnitt “Energie-Inhalt des Gauß-Strahls” ab Seite 113) muss der Bündeldurchmesser d_{Spot} kleiner sein als der Durchmesser der MUF d_M . Mit den bisherigen Gleichungen:

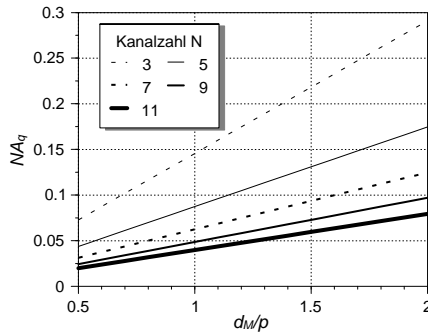
$$d_M \geq d_{Spot} = N \cdot p \frac{NA_q}{NA_M} \sqrt{1 - NA_M^2} \quad [4-9]$$

Gleichung (4-9) setzt eine obere Grenze für die Kanalzahl bei dieser Anordnung:

$$N \leq \frac{d_M}{p} \frac{NA_M}{NA_q} \sqrt{1 - NA_M^2} \quad [4-10]$$

Für typische Werte der $NA_M=0.4$, $NA_q=0.1$, $p=250 \mu m$ und $d_M=200 \mu m$ ergibt sich $N \leq 3$. Als Optimierungspotential lässt sich der Quellenabstand p , der Kerndurchmesser d_M und die NA_q der Lichtquelle identifizieren. Wie es anhand der Abbildung 4-5 ersichtlich ist, kann die Kanalzahl erhöht werden, wenn das Verhältniss d_M/p vergrößert wird, oder die NA_q der Lichtquelle reduziert wird.

Abb. 4-5. Realisierbare Kanalzahl im Multiplexer mit Einzellinse, wenn $NA_M=0.4$



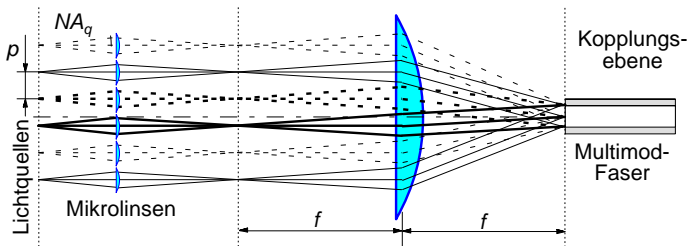
Das Verhältniss d_M/p kann man vergrößern, wenn man einen größeren Kerndurchmesser für die MUF oder einen kleineren Abstand zwischen der Lichtquellen wählt. Der Kerndurchmesser ist durch die Größe der Detektorfläche und die Abmessungen des Demultiplexers begrenzt, wie es im Abschnitt “Demultiplexer” ab Seite 83 gezeigt wird. $d_M=200 \mu m$ stellt in diesem Sinn ein Maximum für typische ADM-Systeme dar.

Der Quellenabstand p im Faserbündel kann nicht deutlich reduziert werden, da der Durchmesser der Monomode-Fasern inkl. Mantel $125\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. Aber VCSEL-Zeilen können in Zukunft auch mit einem Abstand von $10\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt werden. Würde ein Feld von Lichtquellen mit $p=100\text{ }\mu\text{m}$ und $NA_q=0.1$ existieren, wäre eine Linse mit $f=1\text{ mm}$ und $r=0.5\text{ mm}$ ($NA=0.5$) nötig, um einen 10-Kanal Multiplexer zu realisieren. Diese Linse (Objektiv) ist in den Linsenkatalogen noch nicht zu finden.

Multiplexer mit virtuell vergrößerten Lichtquellen

Die Kanalzahl kann in dem Multiplexer mit Einzellinse auch so erhöht werden, indem man die NA der einzelnen Lichtquellen mit Mikrolinsen reduziert, wie es in Abbildung 4-6 schematisch dargestellt ist. In diesem Fall Fourier-transformiert die Makrolinse das vergrößerte Bild der Lichtquellen. Der Nachteil dieser Methode ist, dass die Lichtquellen virtuell größer werden und damit auch das Winkelspektrum bei der Kopplung größer wird. Weiterhin werden die Positionsfehler vergrößert: in der lateralen Richtung mit dem Vergrößerungsfaktor β und in der axialen Richtung sogar mit β^2 .

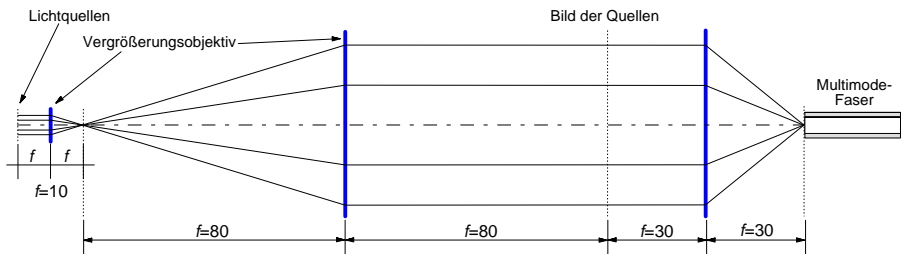
Abb. 4-6. Mikrolinsen reduzieren die NA der Lichtquellen im Multiplexer



Multiplexer mit Makro-Optik

Die Anordnungen in Abbildung 4-3 und Abbildung 4-4 können mit Makro-Optik nicht realisiert werden, weil der Abstand der Lichtquellen zu kleine Brennweite für die Fourier-Linse fordert. Will man einen Multiplexer mit makro-optischen Elementen aufbauen, müssen die Abstände zwischen den Lichtquellen erst mit einem Kepler-Teleskop vergrößert werden. Dann wird das Bild der Quellen Fourier-transformiert, wie es in Abbildung 4-7 mit konkreten Brennweiten angedeutet ist. Dieser Aufbau wurde mit einem 12-fach Monomode-Faserbündel verwirklicht. Da diese Methode eine sehr große Positionsgenauigkeit (einige Mikrometer) erfordert, konnten nur 3 Kanäle mit den vorhandenen Justierungselementen gleichzeitig eingekoppelt werden.

Abb. 4-7. Multiplexer mit Makrolinsen



Multiplexer mit Mikrooptik

Die Abbildungen 4-8 und 4-9 zeigen zwei weitere Anordnungen. In Abbildung 4-8 wird das Licht der Lichtquelle mit Mikrolinsen kollimiert und das kollimierte Licht wird mit Mikroprismen abgelenkt. In Abbildung 4-9 wird das kollimierte Licht mit einer Makro-Linse abgelenkt und die Lichtquelle schräg auf die MUF abgebildet. Auf diese Weise wird die Gauß-Taille der Lichtquelle in eine vergrößerte Gauß-Taille transformiert und damit die Divergenz des Gauß-Strahls mit dem Vergrößerungsfaktor verringert. Mit dem Brennweitenverhältnis der Makro- und Mikrolinse kann der Vergrößerungsfaktor und damit das eingekoppelte Winkelspektrum eingestellt werden. Größere Vergrößerung führt zu kleinerem Winkelspektrum und dadurch zu kleinerem Übersprechen zwischen den Kanälen, aber auch zu engeren Herstellungstoleranzen. Mit einer Toleranzanalyse kann das Optimum gefunden werden. Die Toleranzanalyse wird für den Aufbau nach Abbildung 4-9 durchgerechnet, weil eine Makrolinse kommerziell verfügbar ist, im Gegensatz zu einer Prismenzeile wie in Abbildung 4-8.

Abb. 4-8. Einseitige Anordnung mit Mikroprismen in Multiplexer

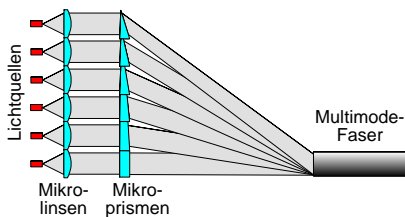
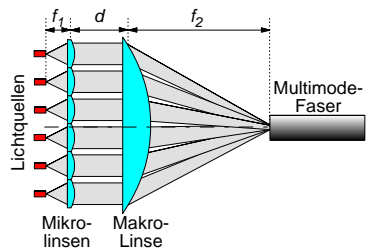


Abb. 4-9. Beidseitige Anordnung mit Makro-Linse in Multiplexer



Obwohl eine Toleranzanalyse für die Wahl der konkreten Größen im Multiplexer nötig ist, können einige Grenzwerte schon jetzt bestimmt werden:

- a. Der Radius r_1 der Mikrolinse kann nicht größer sein als der halbe Abstand zwischen den Lichtquellen: $r_1 \leq p/2$
- b. Die NA der Mikrolinse muss mindestens so groß sein wie die NA der Lichtquelle: $r_1/f_1 \geq NA_q$ Folglich:

$$f_1 \leq \frac{p}{2NA_q} \quad [4-11]$$

- c. Der Radius r_2 der Makro-Linse muss mindestens so groß sein, dass jeder kollimierte Strahl in die Apertur passt. Wenn die Kanäle nur auf eine Hälfte der Linse (Abbildung 4-8) angeordnet werden, dann ist dieser Radius

$$r_{\text{unsym}} = (N+1/2) \cdot p, \quad [4-12]$$

- d. wobei N für die Kanalzahl steht. Wenn beide Hälften der Makro-Linse ausgenutzt werden (Abbildung 4-9), dann sind die Lichtquellen nicht ganz symmetrisch zu der optischen Achse der Makro-Linse gelegen, sondern mit einem viertel vom Abstand p verschoben. Somit ist der minimale Radius der Linse:

$$r_{\text{sym}} = (N+1) \cdot p/2 \quad [4-13]$$

- e. Die Makro-Linse muss den äußersten Kanal so ablenken, dass die MUF diesen Kanal noch führen kann. Der zu diesem Kanal gehörende Winkel darf also maximal gleich dem erlaubten Winkel in der MUF sein:

$$\frac{r_2}{f_2} \leq \frac{NA_M}{\sqrt{1 - NA_M^2}} = \tan \alpha_M, \quad [4-14]$$

wobei $r_2 = r_{\text{unsym}}$ oder $r_2 = r_{\text{sym}}$ ist.

- f. Wegen der Verbreiterung der Kanalbreite $\sigma_\vartheta = \sqrt{4Dz}$ muss die NA der MUF möglichst voll ausgenutzt werden. Die Kanalbreite am Ausgang der MUF hängt hauptsächlich von der Divergenz des eingekoppelten Gauß-Strahls σ_1 und von der Verbreiterung dieser Divergenz in der Faser ab. Um die Divergenzen der Gauß-Verteilung des Lichttringes im Fernfeld der MUF zu berechnen, muss die eingekoppelte Gauß-Verteilung mit der Verteilung gefaltet werden, die bei der Einkoppelung mit einer ebenen Welle entstehen würde. Bei dieser Faltung addieren sich die Divergenzen der Gauß'schen Verteilungen nicht linear, sondern die Quadrate der Divergenzen, deshalb ist die theoretische Divergenz eines Kanals am Ende der MUF $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_\vartheta^2}$.

Eine typische Kanalbreite am Ausgang der MUF beträgt $\sigma_\vartheta = 20$ mrad, wenn eine ebene Welle in die MUF eingekoppelt wird. Die Divergenz des eingekoppelten

Gauß-Strahls σ_1 bei dem kleinsten Vergrößerungsfaktor von 6 ist kleiner als 15 mrad. Demzufolge reduziert sich die Divergenz der Kanäle am Ausgang langsamer als der Winkelabstand der ausgekoppelten Kanäle, wenn man die Brennweite der Makrolinse verlängert. D.h. das Übersprechen im System wächst mit f_2 . Folglich lohnt sich es nicht, eine deutlich größere Brennweite für die Makro-Linse

zu wählen als der Grenzwert $F_2 = \frac{r_2}{\tan \alpha_M}$.

Falls die Anzahl der Kanäle, der Abstand der Kanäle, die Lichtquellen und die MUF vorgegeben sind, bleibt nur der Abstand d zwischen den Linsen und der Vergrößerungsfaktor als Optimierungspotential für die Maximierung der Justagetoleranz. Da die Brennweite der Makro-Linse durch die Kanalzahl und durch die Wahl der MUF festgelegt ist, kann der Vergrößerungsfaktor nur mit der Brennweite der Mikrolinse eingestellt werden. Eine bestimmte Vergrößerung (gewünschtes Übersprechen) mit der gewünschten maximalen Einfügedämpfung schreibt die Herstellungstoleranz vor. Will man die Toleranz steigern, muss man die Anzahl an Kanälen verringern, oder schlechteres Übersprechen oder schlechtere Einfügedämpfung in Kauf nehmen. (Siehe Abschnitt "Übersprechen im Beispielsystem" ab Seite 124)

Ähnlich wie bei dem Multiplexer mit Einzellinse kann die obere Grenze für die Kanalzahl auch hier bestimmt werden. Im Multiplexer mit der Makro-Linse werden die Lichtquellen vergrößert auf die MUF abgebildet. So entsteht ein Spotdurchmesser von $d_{spot} = d_m f_2 / f_1$. Dieser Spotdurchmesser muss weiterhin wegen der Einfügedämpfung kleiner sein als der Durchmesser der MUF d_M . Anhand (4-11) und (4-14):

$$d_M \geq d_{spot} = \frac{f_2}{f_1} d_m = \frac{r_2}{r_1} \frac{NA_q}{\tan \alpha_M} d_m \approx \frac{r_2(N, p) \cdot \lambda}{r_1 \tan \alpha_M} \quad [4-15]$$

Da die Lichtquellen im Multiplexer immer einen sehr kleinen Durchmesser haben, ihre NA ist mit guter Näherung durch diesen Durchmesser definiert:

$$NA_q \approx \frac{\lambda}{d_m} \quad [4-16]$$

Dieser Zusammenhang wurde im letzten Teil von (4-15) verwendet, wobei λ die Wellenlänge ist. Der Radius der Makro-Linse ist durch die Anzahl der Kanäle und durch die Anordnung im Multiplexer festgelegt, wie es im Punkt c) beschrieben ist. Hier-

durch begrenzt die Einfügedämpfung die Kanalzahl wegen der Vergrößerung. Wenn die Kanäle nur auf eine Hälfte der Makro-Linse angeordnet werden:

$$N + \frac{1}{2} \leq \frac{d_M}{d_m NA_q} \frac{r_1 \tan \alpha_M}{p} \approx \frac{d_M r_1 \tan \alpha_M}{\lambda p} \leq \frac{d_M \tan \alpha_M}{\lambda \frac{2}{2}} \quad [4-17]$$

Wenn beide Hälften der Makro-Linse ausgenutzt werden:

$$N + 1 \leq \frac{d_M}{d_m NA_q} 2 \frac{r_1 \tan \alpha_M}{p} \leq \frac{d_M}{\lambda} \tan \alpha_M \quad [4-18]$$

Die symmetrische Anordnung erlaubt eine größere Kanalzahl und dadurch auch ein größeres Spielraum für die Vergrößerung. Die Vergrößerung kann durch r_1 und p eingestellt werden, wobei $r_1 \leq p/2$. Da das Verhältniss d_M/λ immer größer als 100 ist, stellen diese Relationen keine echte Grenze für die Kanalzahl dar.

Wie im weiteren Teil dieser Arbeit erläutert wird, fordert eine größere Vergrößerung eine überproportional größere Justagetoleranz und dadurch wird die Vergrößerung für die Kanalzahl eine Grenze setzen. Weiterhin begrenzt die Verbreiterung des Winkelspektrums der einzelnen Kanälen die Kanalzahl mit der Qualität der heutigen Fasern auf ca. 16. Deshalb ist es besonders wichtig, dass die Kanäle mit einem möglichst kleinen Winkelspektrum in die MUF eingekoppelt werden. Im folgenden wird das eingekoppelte Winkelspektrum im Multiplexer mit Makro-Linse und im Multiplexer mit Mikroprismen berechnet und verglichen.

Wie es im Abschnitt "Einfacher Gauß-Strahl" ab Seite 110 beschrieben wird, ist der Divergenz eines Gauss-Strahls mit dem Tailenradius von $d_{Spot}/2$:

$$\sigma_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi} \frac{2}{d_{Spot}} = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi} \frac{2}{d_m} \frac{r_1 \tan \alpha_M}{r_2 NA_q} \quad [4-19]$$

Wenn die Kanäle nur auf einer Hälfte der Makro-Linse angeordnet werden, ist der Radius der Makrolinse r_2 größer und dadurch ist auch die eingekoppelte Divergenz kleiner:

$$\sigma_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi} \frac{2}{d_m} \frac{r_1 \tan \alpha_M}{(N + 1/2)p \cdot NA_q} \approx \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{r_1 \tan \alpha_M}{(N + 1/2)p} \leq \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\tan \alpha_M}{2(N + 1/2)} \quad [4-20]$$

In den letzten Schritten wurden (4-16) und $r_1 \leq p/2$ verwendet. Offensichtlich nimmt die eingekoppelte Divergenz mit wachsender Kanalzahl ab und diese Divergenz ist mit guter Näherung unabhängig von der Wellenlänge der Quelle.

Bei dem Multiplexer mit Mikroprismen werden die Lichtquellen durch die Mikrolinsen gebündelt und die gebündelten Strahlen durch die Mikroprismen auf die MUF abgelenkt. Die gebündelte Strahlung weist eine Divergenz auf, weil die Quellen ausgedehnt sind:

$$\sigma_1 = \frac{d_m/2}{f_1} \quad [4-21]$$

Mit der Verwendung von (4-11) und (4-16):

$$\sigma_1 \geq \frac{d_m NA_q}{p} \approx \frac{\lambda}{p} \quad [4-22]$$

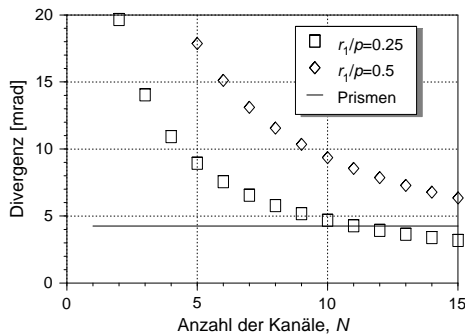
Demzufolge soll die Brennweite und die Apertur der Mikrolinse in dieser Anordnung möglichst groß gewählt werden. Um Einfügedämpfung zu vermeiden, soll aber der Strahldurchmesser kleiner sein als der Kerndurchmesser der MUF. Deshalb ist die kleinste eingekoppelte Divergenz in diesem Fall $\sigma_1 \approx \lambda/d_M$, wenn $r_1 = d_M/2$.

In Abbildung 4-10 ist die eingekoppelte Divergenzen (4-20) und (4-22) der beiden Fälle mit den Parametern $NA_M = 0.4$, $d_M = 200 \mu\text{m}$, $NA_q = 0.1$ und $\lambda = 0.850 \mu\text{m}$ verglichen. Etwa ab Kanalzahl größer als 10 kann auch mit dem Multiplexer mit der Makro-Linse eine gleich kleine Divergenz erreicht werden, wie mit den Mikroprismen. Auch bei Kanalzahl 10 muss für die gleiche Divergenz eine so große Vergrößerung und eine so kleine Brennweite für die Mikrolinse gewählt werden, dass die Herstellungstoleranzen in der gleichen Größenordnung liegen werden, wie die Positionstoleranzen einer Monomode Faser. Besonders wenn die Anzahl der Kanäle klein ist, könnte ein Multiplexer mit Mikroprismen mit einer kleineren eingekoppelten Divergenz einfacher realisiert werden. In Abschnitt "Einfluss von Justagefehlern" wird jedoch eine Toleranzanalyse für den Multiplexer mit der Makro-Linse durchgeführt, weil die speziellen, für die Multiplexer nötigen Mikroprismen während dieser Arbeit kommerziell nicht verfügbar waren.

Demultiplexer

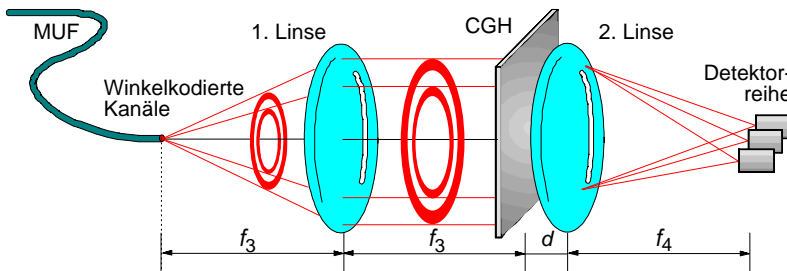
Der Demultiplexer bildet die winkeltcodierten Kanäle auf unterschiedliche Orte in der Detektorebene ab. Abbildung 4-11 zeigt den schematischen Aufbau des Demultiplexers.

Abb. 4-10. Eingekoppelte Divergenz im Multiplexer mit Mikrooptik



xers. Die erste Linse Fourier-transformiert die Lichtverteilung des Faserausgangs, so dass man die zu den einzelnen Kanälen gehörenden Lichtringe in der hinteren Brennebene der Linse beobachten kann. (Abbildung 4-12) Das Licht wird in dieser Ebene abgelenkt und zwar jeder Ring in eine andere Richtung. Somit wird jeder Kanal nach der zweiten Fourier-Transformation mit der zweiten Linse von einem anderen Detektor in der Detektor-Ebene empfangen.

Abb. 4-11. Schematischer Aufbau des Demultiplexers



Die Kanäle können am besten in der hinteren Brennebene der ersten Linse getrennt werden. In jeder anderen Ebene überlagern sich die Kanäle mindestens teilweise. Die Ablenkfunktion ist am einfachsten mit einem computergenerierten Hologramm (CGH) realisierbar. Für experimentelle Zwecke wurden Amplitudengitter entwickelt und hergestellt. Für ein reales Produkt kann ein mehrstufiges diffraktives Phasen-Element verwirklicht und mit Prägetechnik reproduziert werden. Mit 3 Masken ist 80-90% Beugungseffizienz erreichbar.

Abb. 4-12. Die 6 aktiven der insgesamt 12 Kanäle in der CGH-Ebene

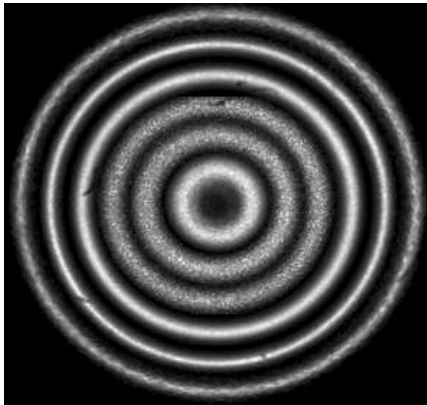
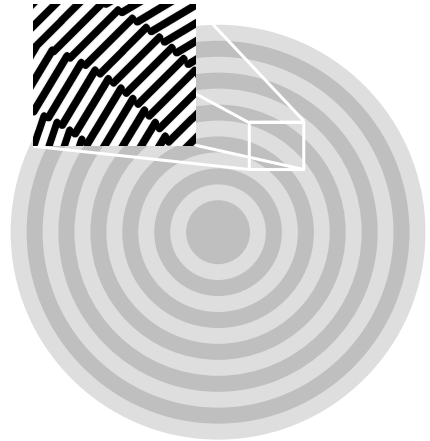
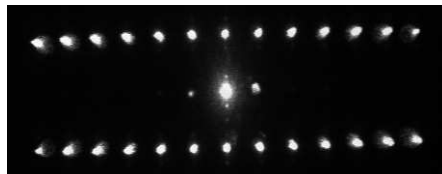


Abb. 4-13. Schematische Anordnung der ringförmigen Gitter des CGHs



Das verwendete CGH besteht aus konzentrischen Ringen. Jeder Ring hat eine andere Gitterperiode und Orientierung, wie es in Abbildung 4-13 schematisch dargestellt ist. Da die Gitterstruktur in jedem Ring frei wählbar ist, können vielfältige Anordnungen für die Empfänger realisiert werden. Ein Beispiel wäre eine Fan-Out-Operation für bestimmte Kanäle. Abbildung 4-14 zeigt das Beugungsbild eines GCHs, das für 13 linear angeordnete Kanäle geplant wurde. (alle Kanäle aktiv). In der Mitte ist die 0. Beugungsordnung der Gitter sichtbar, die +1. und -1. Beugungsordnungen befinden sich in der oberen bzw. unteren Reihe. Leider ist auch die Bildfeldwölbung der Linse zu sehen. Die äußeren Kanäle (Kanäle mit größerem Radius) sind mit kleinerem Winkel abgelenkt und befinden sich somit in der Nähe der 0. Ordnung. Diese Anordnung wurde gewählt, damit die NA der zweiten Linse nicht zu groß gewählt werden muss.

Abb. 4-14. Beugungsbild eines CGHs für 13 Kanäle

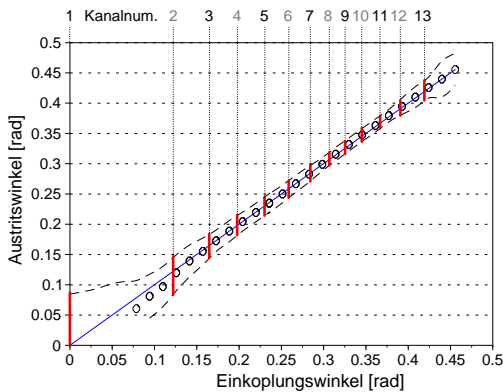


Die Ringbreiten im CGH sind durch die NA der MUF, durch die Brennweite f_3 der ersten Linse im Demultiplexer und durch die Anordnung (einseitig/beidseitig) der

Lichtquellen im Multiplexer bestimmt. Wenn man die Ringbreite der Kanäle in der CGH-Ebene misst, kann man den kleinsten Wert des Übersprechens abschätzen, der mit dem CGH erreichbar ist. Oder mit anderen Worten: Von der gemessenen Ringbreite der Kanäle kann man berechnen, wie viele Kanäle mit einem vorgegebenen Übersprechen realisierbar sind.

Abbildung 4-15 zeigt das Ergebnis der Ringbreitenmessung einer MUF mit dem Durchmesser von $d_M=200\text{ }\mu\text{m}$, $NA_M=0.49$ und mit der Länge von $L=1.87\text{ m}$. Ein kollimierter Laserstrahl wurde in die MUF mit unterschiedlichen Kopplungswinkeln gekoppelt und die Intensitätsverteilung wurde in Abhängigkeit des Austrittswinkels nach der Faser gemessen. Die Kreise zeigen den Winkel am Ausgang, unter dem die Intensität maximal ist. Ab 0.1 rad sind Auskopplungs- und Einkopplungswinkel gleich. Bei kleineren Winkeln schiebt sich das Maximum in axiale Richtung, ähnlich wie mit der Formel (4-6) beschrieben wurde.

Abb. 4-15. Diagramm für die Planung eines CGH mit 10 dB Übersprechen



Die gestrichelten Kurven zeigen in Abbildung 4-15 den Winkel, unter dem ein 1/e-Abfall der Intensität zu beobachten ist. Eine Überlappung benachbarter Kanäle am Ort des 1/e-Abfalls bedeutet ein Übersprechen von -10 dB. (Siehe Abschnitt “Übersprechen in Abhängigkeit der Ringbreite” ab Seite 119.) Bei einem gleichförmigen Abstand p der Lichtquellen sind aber die Ringradien und Ringdicken wegen $\tan x \neq x$ nicht gleichmäßig. Dadurch ergibt sich ein unterschiedliches Übersprechen für unterschiedliche Kanäle. In Abbildung 4-15 sind Winkel-Intervalle für einen Demultiplexer mit gleichmäßig -10 dB Übersprechen mit dicken vertikalen Linien markiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Intervalle bei größeren Einkoppelwinkeln kleiner sind. D. h. die äußeren Ringe sind dünner, wie auch in Abbildung 4-12 dargestellt.

Ein Demultiplexer für 13 Kanäle mit gleichen Ringbreiten am CGH wurde realisiert. Das Übersprechen wurde in der Detektorebene gemessen. Wegen der identischen Ringbreiten am CGH sind die Übersprechen-Werte für die äußeren Kanäle besser. Die Messung ist im Abschnitt "Messungen des Übersprechens mit einem experimentellen Demultiplexer" ab Seite 133 detailliert beschrieben.

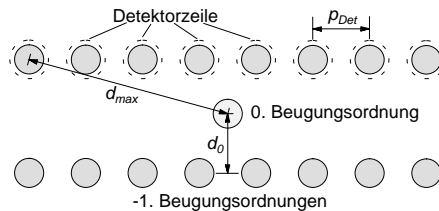
Ähnlich wie beim Multiplexer können auch hier einige Parameter, wie zum Beispiel die Brennweite, ohne Toleranzanalyse bestimmt werden. Die Wellenlänge λ , die kleinste herstellbare Struktur δ_{min} , die Maskenzahl M , die Kanalzahl N und die Anordnung der Detektoren gibt eine untere Grenze für die Brennweite f_4 der zweiten Linse:

Maximaler Ablenkswinkel eines CGHs bei der Wellenlänge λ und mit der kleinsten Periode p_{CGH} :

$$\sin \theta_{max} = \frac{\lambda}{p_{CGH}} \quad [4-23]$$

Bei der Maskenzahl M ist die Stufenzahl 2^M , also die kleinste Periode ist $p_{CGH} = 2^M \delta_{min}$.

Abb. 4-16. Schematisches Beugungsbild in der Detektorebene



Wenn die Detektoren entlang einer Linie mit dem Abstand p_{Det} angeordnet sind und der Abstand zwischen der Linie und der 0. Beugungsordnung d_0 ist, beträgt der Abstand zwischen der optischen Achse und dem äußersten Detektor $d_{max} = \sqrt{((N-1) \cdot p_{Det}/2)^2 + d_0^2}$ (Abbildung 4-16). Der Abstand d_0 ist notwendig um die Störung der 0. Beugungsordnung zu vermeiden. Mit d_{max} ist die Brenn-

weite f_4 der zweiten Linse: $f_4 = d_{\max}/\tan\theta_{\max}$. Damit ergibt sich eine obere Grenze für f_4 wegen des maximalen Ablenkungswinkels des CGHs:

$$f_4 \geq \frac{2^n p_{Lith}}{\lambda} \sqrt{(N \cdot p_{Det}/2)^2 + d_0^2} \quad [4-24]$$

Die Brennweiten f_3 und f_4 bestimmen die Baugröße des Demultiplexers. f_3 ist gegeben durch die NA der MUF, mit f_4 ließe sich eine verkleinerte Abbildung realisieren. Da aber mit Blick auf eine maximale Kanalzahl die $NA_M=0.4-0.5$ bereits möglichst groß gewählt werden sollte, scheint eine Verkleinerung unrealistisch zu sein. Deshalb wählt man gleiche Linsen im Multiplexer, wobei die Brennweite durch die Formel (4-24) und die NA durch die NA der Faser nach unten begrenzt ist.

Der Abstand d_2 zwischen dem CGH und der zweiten Linse muss möglichst klein sein, damit die zweite Linse die abgelenkten Ringe verlust- und aberrationsfrei transformieren kann. (Vignettierung)

Einfluss von Justagefehlern

Die optischen und feinmechanischen Elemente des Multiplexers und Demultiplexers befinden sich in der Regel nicht in ihrer idealen Position wegen der begrenzten Genauigkeit des Herstellungsprozesses. Prinzipiell sind pro Komponente sechs Freiheitsgrade bei der Untersuchung der Justagetoleranz zu berücksichtigen. Da das gesamte System mit Ausnahme der Detektorzeile im Demultiplexer rotationsymmetrisch ist, muss nur mit fünf Freiheitsgraden gerechnet werden. Der azimutale Winkel der Detektorzeile ist auch nicht kritisch, wenn die Spotgröße kleiner als die Fläche der einzelnen Detektoren ist.

In diesem Abschnitt wird der erste Teil der Toleranzanalyse der Multiplexer- und Demultiplexer Einheiten berechnet. Hier wird bestimmt, wie sich bestimmte Verteilungen (z.B. der Spot mit Gauß-Verteilung am MUF-Eingang oder die Lichtringe am CGH) ihre Positionen ändern, bzw. wie stark die Verteilungen verändert werden, wenn sich die optischen Komponenten nicht in ihrer idealen Position befinden. Anhand der neuen Positionen und Verteilungen werden die Verlust- und Übersprechen-Werte im realen (dejustierten) System im Abschnitt "Behandlung von Gauß-Verteilungen" ab Seite 110 berechnet.

Im weiteren wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem die Position des Bildes in einem optischen System mit gekippten off-axis Komponenten mit erweiterter drei-dimensio-

naler Strahlenverfolgung bestimmt werden kann. Dieser Algorithmus kann sowohl in einer Berechnungstabelle als auch in einem symbolisch rechnenden Mathematikprogramm (z.B. MuPAD) verwendet werden. Auf diese Weise wurden die analytischen Formeln der Positionsfehler im Multiplexer und im Demultiplexer bestimmt.

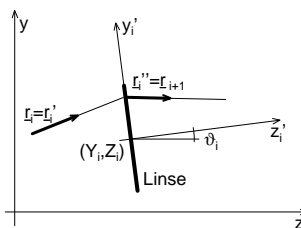
In einem zweilinsigen System kann man die analytischen Formeln für den Einfluss der Justagefehler überblicken. In komplexen optischen Systemen müssen die Parameter der optischen Komponenten mit dem Monte-Carlo Algorithmus statistisch geändert werden und somit die Verteilung der resultierenden Fehlern (Bildfehler, Verlust, Übersprechen) numerisch bestimmt werden.

Strahlverfolgung eines optischen Systems mit gekippten off-axis Komponenten

Im folgenden werden optische Systeme im besonderen Hinblick auf Positions- und Kipptoleranz mit nicht-paraxialer Strahlverfolgung dreidimensional durchgerechnet. Für die Berechnungen wurde die nicht-paraxiale Strahlverfolgung gewählt, weil diese Methode die optischen Anordnungen mit hinreichender Genauigkeit beschreibt und diese Methode analytische Formeln liefert.

Die paraxiale Strahlverfolgung oder die paraxiale Wellenausbreitung kann in diesem Fall nicht verwendet werden, weil auch Ausbreitungswinkel größer als 0.2 rad im optischen System vorkommen. Nicht-paraxiale Wellenausbreitung würde keine analytische Formel bei der Komplexität des System liefern. Vektorielle Wellenausbreitung ist nicht erforderlich, weil keine polarisationsabhängigen Effekte im System auftreten.

Abb. 4-17. Skizze der Koordinatensysteme für Strahlverfolgung



Die Komponenten sind entlang der z -Achse angeordnet, aber der Mittelpunkt der Komponenten sitzt nicht notwendigerweise auf der z -Achse, sondern ist quer zur z -Achse in (X_i, Y_i) verschoben. Die Komponenten können weiterhin um ihren Mittel-

punkt gekippt werden: in der yz -Ebene um ϑ_i und in der xz -Ebene um ϕ_i . (Abbildung 4-17)

Ein optischer Strahl ist durch seinen Ursprungsort und seine Strahlrichtung eindeutig beschrieben. In 3 Dimensionen ergibt sich für den Strahlvektor r nach der i -ten Grenzfläche:

$$r_i = \begin{bmatrix} \tan \phi_i \\ \tan \theta_i \\ x_i \\ y_i \\ z_i \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \phi_i \\ \theta_i \\ x_i \\ y_i \\ z_i \end{bmatrix} \quad (\text{paraxial}) \quad [4-25]$$

wobei θ_i und ϕ_i die Richtungen in der yz - bzw. xz -Ebene bei der Koordinate (x_i, y_i, z_i) sind.

Die Lichtausbreitung ist im freien Raum von $z_{i-1} = -L_i$ bis $z_i = 0$ mit der Matrix P beschreibbar:

$$P_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ L_i & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & L_i & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad [4-26]$$

Die Brechung eines Lichtstrahls an einer Linse, die zentriert senkrecht auf der z -Achse steht und die Brennweite F_i hat, wird durch die Matrix B beschrieben:

$$B_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \frac{1}{F_i} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -\frac{1}{F_i} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad [4-27]$$

Wenn die Linse gekippt oder verschoben ist, muss man das Koordinatensystem so transformieren, dass das Linsenzentrum in der Koordinate (0, 0, 0) liegt und senkrecht auf der z-Achse steht. Zuerst wird das Linsenzentrum zur Koordinate (0, 0, 0) durch Subtraktion des Vektors t verschoben:

$$t_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ X_i \\ Y_i \\ Z_i \end{bmatrix} \quad [4-28]$$

Dann wird die Linse mit den Rotationsmatrizen R_x und R_y in die senkrechte Position zurückgekippt:

$$R_x(-\vartheta_i) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos(-\vartheta_i) & \sin(-\vartheta_i) \\ 0 & 0 & 0 & -\sin(-\vartheta_i) & \cos(-\vartheta_i) \end{bmatrix} \quad [4-29]$$

$$R_y(-\varphi_i) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(-\varphi_i) & 0 & \sin(-\varphi_i) \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\sin(-\varphi_i) & 0 & \cos(-\varphi_i) \end{bmatrix} \quad [4-30]$$

Da die Rotationsmatrizen R_x und R_y die Strahlrichtungen unverändert lassen, müssen die Strahlrichtungen mit der folgenden Formel korrigiert werden:

$$\tan \phi'_i = \frac{\tan \phi_i \pm \tan \varphi_i}{1 \mp \tan \phi_i \tan \varphi_i} = \tan(\phi_i \pm \varphi_i) \quad [4-31]$$

Die Strahlenverfolgung vom freien Raum bis zur rechten Seite der nächsten Linse benötigt folgende Schritte:

a. Koordinatentransformation:

$$r'_i = (R_x(-\vartheta_i)R_y(-\varphi_i))(r_i - t_i) \quad [4-32]$$

bzw. Richtungstransformation innerhalb r'_i :

$$\tan\phi'_i = \frac{\tan\phi_i - \tan\varphi_i}{1 + \tan\phi_i \tan\varphi_i} \quad \text{und} \quad \tan\theta'_i = \frac{\tan\theta_i - \tan\vartheta_i}{1 + \tan\theta_i \tan\vartheta_i} \quad [4-33]$$

b. Bestimmung der Entfernung zur nächsten Komponente:

$$L_i = -z'_i \quad [4-34]$$

c. Lichtausbreitung bis zur Linse und Brechung:

$$r''_i = B_i P_i r'_i \quad [4-35]$$

d. Rücktransformationen:

$$r_{i+1} = (R_x(\vartheta_i)R_y(\varphi_i)r''_i) + t_i \quad [4-36]$$

$$\tan\phi_{i+1} = \frac{\tan\phi''_i + \tan\varphi_i}{1 - \tan\phi''_i \tan\varphi_i} \quad \text{und} \quad \tan\theta_{i+1} = \frac{\tan\theta''_i + \tan\vartheta_i}{1 - \tan\theta''_i \tan\vartheta_i} \quad [4-37]$$

Wenn das optische Element keine Linse sondern ein Gitter ist, muss Schritt **c.** anders berechnet werden. Das Licht breitet sich nur bis zum Gitter aus und wird am Gitter mit einem festen Winkel $\sin\varphi_g = \lambda/p_g$ (wobei p_g die Gitterperiode ist) abgelenkt:

$$r''_i = P_i r_i \quad [4-38]$$

$$\tan\phi''_i = \frac{\tan\phi'_i - \tan\varphi_g}{1 + \tan\phi'_i \tan\varphi_g} \quad [4-39]$$

Bei der Ausbreitung bis zur Bildebene ist keine Koordinatentransformation und keine Brechung mehr nötig, nur die Bestimmung der Entfernung und die einfache Lichtausbreitung.

Die Formeln können wegen des Tangens-Terms und wegen der Entfernungsbestimmung nicht in einer geschlossenen Transformationsmatrix zusammengefasst werden. Trotzdem kann jede Komponente des Vektors t in der Ausgangsebene analytisch ausgerechnet werden. Die Bildebene (oder Bildfläche) befindet sich in der Kreuzung der Strahlen, die unabhängig vom Startwinkel ist. Wenn sich die Strahlen in der Nähe des Bildes nicht kreuzen, sondern windschief sind, dann liegt Astigmatismus vor und die Position des Bildes ist nicht eindeutig.

In einem ADM-System ist die Position der Bildebene im Multiplexer und im Demultiplexer und die Verschiebung der Lichtringe in der Ebene des CGHs von großer Bedeutung, da hauptsächlich durch diese Positionen die Verluste und das Übersprechen im System bestimmt werden. Im folgenden werden diese Positionen im Multiplexer und im Demultiplexer analytisch mit dem oben beschriebenen Verfahren in Abhängigkeit verschiedener Justagefehler berechnet. Die einzelnen analytischen Berechnungen werden nicht detailliert durchgeführt, nur die Endergebnisse werden vereinfacht in tabellarischer Form angegeben und die Näherungsmöglichkeiten für die komplizierteren Formeln diskutiert.

Toleranzberechnung für Multiplexer

Der Multiplexer in Abbildung 4-9 auf Seite 79 enthält eine MUF, zwei Linsen und eine Reihe von Lichtquellen. Die zur Berechnung nötigen Parameter sind in Tabelle 4-1 aufgelistet. Mit den angegebenen Werten kann ein einseitiger 10-Kanal Multiplexer realisiert werden. Die Sollwerte können mit den Abständen dx_i , dy_i , dz_i und mit den Winkeln $d\varphi_i$ und $d\vartheta_i$ verstellt werden.

TABELLE 4-1. Parameter des Multiplexers

Parameter	Lichtquelle	1. Linse	2. Linse	MUF
Durchmesser	$d_q = 5 \mu\text{m}$	$2r_1 = 150\mu\text{m}$	$2r_2 = 5300\mu\text{m}$	$d_M = 200\mu\text{m}$
Brennweite / NA	$NA_q = 0.11$	$f_1 = 575\mu\text{m}$	$f_2 = 6200 \mu\text{m}$	$NA_M = 0.39$
Soll Werte				
X-Koord.	$x_0 = 0 \mu\text{m}$	$x_1 = 0 \mu\text{m}$	$x_2 = 0 \mu\text{m}$	$x_3 = 0 \mu\text{m}$
Y-Koord.	$y_0 = 2500 \mu\text{m}$	$y_1 = 2500 \mu\text{m}$	$y_2 = 0 \mu\text{m}$	$y_3 = 0 \mu\text{m}$
Z-Koord.	$z_0 = 0 \mu\text{m}$	$z_1 = 575\mu\text{m}$	$z_2 = 6.8 \text{ mm}$	$z_3 = 13\text{mm}$
Kipp. φ	$\varphi_0 = 0$	$\varphi_1 = 0$	$\varphi_2 = 0$	$\varphi_3 = 0$
Kipp. ϑ	$\vartheta_0 = 0$	$\vartheta_1 = 0$	$\vartheta_2 = 0$	$\vartheta_3 = 0$

Für die Y-Koordinate der Lichtquelle und der Mikrolinse $y_0 = y_1 = h$ wurde die Koordinate der äußersten Lichtquelle gewählt, weil sie am empfindlichsten für Positionsfehler ist, wie es von der analytischen Formel der von der 2. Linse verursachten Bildfehler ersichtlich ist. Da die erste Linse das Licht kollimiert und die zweite die

Lichtquelle auf die MUF abbildet, gelten die folgenden Beziehungen für die z-Positionen der Elemente in einem idealen System:

$$z_1 = f_1, z_2 = z_1 + d_1 \text{ und } z_3 = f_2 + z_2 \quad [4-40]$$

wobei d_1 der Abstand zwischen der ersten und zweiten Linse ist.

Wenn einer der Systemparameter nicht dem idealen Wert entspricht, können verschiedene Fehler auftreten:

- a. Das Bild wird lateral verschoben, d.h. der Spot liegt nicht mehr in der Mitte der MUF, demzufolge wird die Einfügedämpfung größer.
- b. Das Bild wird axial verschoben, d.h. die Gauß-Taille ist nicht mehr an der Eintrittsfläche der MUF. Dieser Fehler ist weniger kritisch, weil der Durchmesser und die Divergenz des Gauß-Strahls in den meisten Fällen so gering ist, dass die volle Leistung und das volle Richtungs-Spektrum des Gauß-Strahles in die MUF eingekoppelt wird, auch wenn die Taille 1-2 mm von der MUF entfernt ist.
- c. Das Licht wird von einer falschen Richtung eingekoppelt, was auch zu einem erhöhten Übersprechen führt.
- d. Die Lichtstrahlen kreuzen sich nicht mehr, weil sie windschief sind, das Bild wird wegen Astigmatismus unscharf. Ähnlich wie bei Fehler b) wird das Bild axial verschoben, aber dieses Mal in x- und y-Richtung mit unterschiedlicher Stärke.

Die Veränderung der Vergrößerung kann man in erster Ordnung vernachlässigen.

Die analytischen Formeln des lateralen Positionsfehlers, des axialen Positionsfehlers und des Richtungsfehlers sind in den Tabellen 4-2, 4-3 und 4-4 aufgelistet. Da der Fehler d) - unscharfes Bild - nur beim Kippen der zweiten Linse auftritt und die gleiche Auswirkung wie der Fehler b) hat, wurde auch der Astigmatismus in die Tabelle des axialen Fehlers eingetragen. In jeder zweiten Tabellenzeile finden sich Beispielergebnisse, basierend auf Tabelle 4-1.

Da das Problem des Richtungsfehlers auch zur Vereinfachung einiger Formeln in den anderen Tabellen führt, wird erst die Tabelle 4-4 ausgewertet.

Toleranzforderungen aus dem Richtungsfehler

Koppelt der Multiplexer das Licht von einer falschen Richtung in die MUF ein, so erhöht sich das Übersprechen am Ausgang. Auch die Fehler im Demultiplexer erhöhen das Übersprechen. Deshalb muss der vom Multiplexer verursachte Richtungsfehler möglichst klein bleiben.

TABELLE 4-2. Analytische Formeln des lateralen Positionsfehlers

Fehlerquelle	Lichtquelle	1. Linse	2. Linse	MUF
X-Koord.	$-\frac{f_2}{f_1}dx_0$	$\frac{f_2}{f_1}dx_1$	dx_2	dx_3
	$-5.6dx_0$	$5.6dx_1$	dx_2	dx_3
Y-Koord.	$-\frac{f_2}{f_1}dy_0$	$\frac{f_2}{f_1}dy_1$	dy_2	dy_3
	$-5.6dy_0$	$5.6dy_1$	dy_2	dy_3
Z-Koord.	0	0	$dz_2 \frac{h}{f_2}$	0
	0	0	$0.4dz_2$	0
Kipp. φ	0	$-f_2 \tan d\varphi_1$	0	0
	0	$-6200 \tan d\varphi_1$	0	0
Kipp. ϑ	0	$-f_2 \tan d\vartheta_1$	$\frac{f_2 h (\cos d\vartheta_2 (1 + \tan^2 d\vartheta_2) - 1)}{f_2 \cos d\vartheta_2 (1 + \tan^2 d\vartheta_2) + h \tan d\vartheta_2}$	0
	0	$-6200 \tan d\vartheta_1$	Siehe Abb. ($\approx 1375 d\vartheta_2^2$)	0

TABELLE 4-3. Analytische Formeln des axialen Positionsfehlers

Fehlerquelle	Lichtquelle	1. Linse	2. Linse	MUF
X-Koord.	0	0	0	0
Y-Koord.	0	0	0	0
Z-Koord.	$\frac{dz_0 f_2^2}{dz_0(d_1 - f_1 - f_2) + f_1^2}$	$\frac{dz_1 f_2^2}{dz_1(d_1 - dz_1 - f_1 - f_2) - f_1^2}$	dz_2	dz_3
	$\approx 31.8 dz_0$	$\approx 31.8 dz_1$	dz_2	dz_3
Kipp. φ	0	$\frac{f_2^2(1 - \cos d\varphi_1)}{(f_1 + f_2 - d_1) \cos d\varphi_1 - (f_2 - d_1)}$	0	0
	0	$< 1.5 \mu\text{m}$	0	0
Kipp. ϑ	0	$\frac{f_2^2(1 - \cos d\vartheta_1)}{(f_1 + f_2 - d_1) \cos d\vartheta_1 - (f_2 - d_1)}$	$-h \tan \vartheta_2$	0
	0	$< 1.5 \mu\text{m}$	$-2500 \tan \vartheta_2$	0

TABELLE 4-4. Analytische Formeln des Richtungsfehlers

Fehlerquelle	Lichtquelle	1. Linse	2. Linse	MUF
X-Koord.	$dx_0 \frac{d_1 - f_1 - f_2}{f_1 f_2}$	$dx_1 \frac{f_2 - d_1}{f_1 f_2}$	dx_2 / f_2	0
	$-dx_0 / f_2$	0	dx_2 / f_2	0
Y-Koord.	$dy_0 \frac{d_1 - f_1 - f_2}{f_1 f_2}$	$dy_1 \frac{f_2 - d_1}{f_1 f_2}$	dy_2 / f_2	0
	$-dy_0 / f_2$	0	dy_2 / f_2	0
Z-Koord.	0	0	0	0
	0	0	0	0
Kipp. φ	$-\frac{f_1}{f_2} d\varphi_0$	$\tan d\varphi_1 \frac{f_2 - d_1}{f_2}$	0	$d\varphi_3$
	---	0	0	$d\varphi_3$
Kipp. ϑ	$-\frac{f_1}{f_2} d\vartheta_0$	$\tan d\vartheta_1 \frac{f_2 - d_1}{f_2}$	$\frac{h}{f_2 \cos d\vartheta_2 (1 + \tan^2 d\vartheta_2) + h \tan d\vartheta_2} - \frac{h}{f_2}$	$d\vartheta_3$
	---	0	---	$d\vartheta_3$

Wie man aus der Tabelle 4-4 entnehmen kann, ist die Empfindlichkeit des Richtungsfehlers auf Herstellungsfehler von der Brennweite f_2 der 2. Linse, von der Vergrößerung $\beta_{Mux} = f_2/f_1$ und vom Abstand d_1 zwischen der ersten und zweiten Linse abhängig.

Der Richtungsfehler ist unempfindlich gegen die Positions- und Kippfehler der 1. Linse, wenn $d_1 = f_2$. In diesem Fall ist der Koeffizient von dx_0 und dy_0 : $-1/f_2$ - genauso groß wie der Koeffizient von dx_2 und dy_2 . Wenn $f_2 \leq d_1 \leq f_2 + f_1$, dann sind die Koeffizienten von dx_0 , dx_1 , dy_0 und dy_1 kleiner als $1/f_2$. Demzufolge soll die erste Linse in der Brennebene der 2. Linse oder etwas weiter davon entfernt stehen. In jeder zweiten Zeile der Tabelle 4-4 sind die Formeln für $d_1=f_2$ vereinfacht.

Die Vergrößerung β_{Mux} beeinflusst nur die Koeffizienten von $d\varphi_0$ und $d\vartheta_0$. Ist die Vergrößerung größer, wird der Richtungsfehler weniger empfindlich gegen $d\varphi_0$ und $d\vartheta_0$. Für eine Erhöhung von β_{Mux} bleibt nur eine Verkürzung von f_1 . (Siehe Gleichung 4-14) Eine kleinere Brennweite f_1 mindert den Richtungsfehler, aber vergrößert den lateralen Positionsfehler.

Nicht nur die Positionsfehler, sondern auch eine falsche Brennweite der zweiten Linse führt zu einem falschen Einkoppelwinkel. Dieser Fehler kann folgendermaßen bestimmt werden:

Richtung eines Kanals:

$$\vartheta_a = \text{atan}(h/f_2) \quad [4-41]$$

Richtungsfehler durch Variation von f_2 :

$$d\vartheta_a = \frac{\partial}{\partial f_2} \text{atan}(h/f_2) \cdot df_2 = -\frac{h}{h^2 + f_2^2} C \cdot f_2 \quad [4-42]$$

wobei $df_2 = C \cdot f_2$. Da $h < f_2$, ist $d\vartheta_a$ für den äußersten Kanal das größte, deshalb wird der Winkel dieses Kanals genommen:

$$h = f_2 \tan(\vartheta_a) = f_2 \frac{NA_M}{\sqrt{1 - NA_M^2}} \quad [4-43]$$

folgt

$$d\vartheta_a = f_2 \frac{NA_M}{\sqrt{1 - NA_M^2}} C \cdot f_2 \left(f_2^2 \frac{NA_M^2}{1 - NA_M^2} + f_2^2 \right) = C \cdot NA_M \sqrt{1 - NA_M^2} \quad [4-44]$$

Wenn $C=2\%$ und $NA=0.5$, dann $d\vartheta_a \approx 7\text{mrad}$. Wenn man annimmt, dass die Herstellungstoleranzen gleich sind und sich die optischen Fehler im worst-case aufaddieren, dann ist der gesamte Winkelfehler bei der Einkopplung:

$$d\vartheta_{Mux} = 2 \frac{dx_0}{f_2} + \frac{f_1}{f_2} d\varphi_0 + \left[\frac{h}{f_2 \cos d\vartheta_2 (1 + \tan^2 d\vartheta_2) + h \tan d\vartheta_2} - \frac{h}{f_2} \right] + d\varphi_3 + \frac{h}{h^2 + f_2^2} df_2 \quad [4-45]$$

Dieser Fehler ist in Abbildung 4-19 zusammen mit den anderen Positionsfehlern dargestellt.

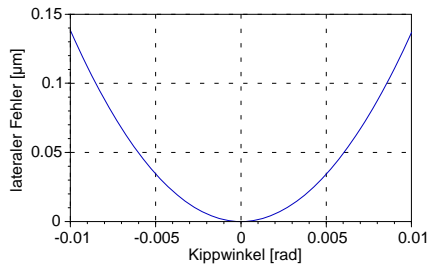
Toleranzforderungen zur Minderung der Positionsfehler

Die Positionsfehler in x- und y-Richtung - in der Ebene der Faserkoppelfläche - erhöhen die Einfügedämpfung. Der Positionsfehler in z-Richtung hat fast keinen Einfluss auf die Einkopplung, solange die Gauß-Taille kleiner als der Faserkern ist.

Die Formeln der Positionsfehler in den Tabellen 4-2 und 4-3 sind nicht so leicht zu interpretieren, wie die Formeln des Richtungsfehlers. Die Gleichungen können aber unter bestimmten Voraussetzungen vereinfacht werden, oder ihre Auswirkungen sind kleiner.

Erst wird der von der Verkipfung verursachte Positionsfehler ausgewertet. Die Verkipfung der 2. Linse um die x-Achse schiebt den Spot an der MUF immer in die positive y-Richtung. Wie Abbildung 4-18 zeigt, ist dieser laterale Fehler kleiner als $0,15\text{ }\mu\text{m}$, wenn der Kippwinkel der 2. Linse kleiner als 10 mrad ist. Dieser Fehler kann praktisch relativ zu den anderen Positionsfehlern vernachlässigt werden, die teilweise einen Fehler größer als $10\text{ }\mu\text{m}$ verursachen.

Abb. 4-18. Lateraler Positionsfehler wegen Verkipfung der 2. Linse



Der axiale Positionsfehler, der von der Verkipfung der ersten Linse stammt, kann praktisch auch vernachlässigt werden und ist kaum abhängig vom Abstand d_1 . Dieser Fehler ist auch immer positiv, hat einen ähnlichen Verlauf wie der vorherige Fehler und ist kleiner als $2,5\text{ }\mu\text{m}$, wenn der Kippwinkel der 1. Linse kleiner als 10 mrad ist. Der Fehler skaliert linear proportional mit der Vergrößerung β_{Mux} und mit der Brennweite der 2. Linse f_2 .

In der Tabelle 4-3 des axialen Positionsfehlers gibt es noch zwei kompliziert aussehende und ähnliche Formeln, die den größten absoluten Wert haben. Im Nenner dieser

Formel kann man $dz_0(d - f_1 - f_2)$ bzw. $dz_1(d - dz_1 - f_1 - f_2)$ neben f_1^2 vernachlässigen, wenn $f_2 < d < f_2 + f_1$ und so reduzieren sich die Formeln auf $\pm \beta_{Mux}^2 dz_i$:

$$\frac{dz_0 f_2^2}{dz_0(d - f_1 - f_2) + f_1^2} \approx \beta_{Mux}^2 dz_0 \quad \text{und} \quad \frac{dz_1 f_2^2}{dz_1(d - dz_1 - f_1 - f_2) - f_1^2} \approx -\beta_{Mux}^2 dz_1 \quad [4-46]$$

Numerische Berechnungen mit konkreten Werten werden zeigen, dass der axiale Positionsfehler trotz des quadratischen Terms weniger kritisch ist als der laterale Positionsfehler. Falsche Brennweiten verschieben die axiale Position, deshalb müssen sie zu den axialen Fehlern hinzugerechnet werden.

Wenn man ähnlich wie beim Winkelfehler annimmt, dass die Herstellungstoleranzen gleich sind und sich die optischen Fehler im worst-case aufaddieren, dann kann man den summierten Positionsfehler berechnen. Der laterale Fehler ist:

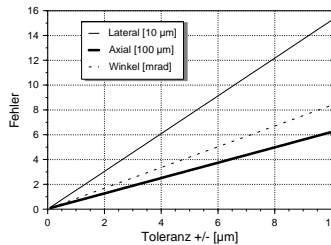
$$dx_{Mux} = 2dx_0(f_2/f_1 + 1) + dz_0 \cdot h/f_2 + f_2 \tan \varphi_1 \quad [4-47]$$

Der axiale Fehler ist:

$$dz_{Mux} = 2dz_0(f_2^2/f_1^2 + 1) + h \cdot \tan \vartheta_1 + df_1 \cdot f_2^2/f_1^2 + df_2 \quad [4-48]$$

Abbildung 4-19 zeigt die Gleichung des Winkelfehlers (4-45) und der Positionsfehler (4-47) und (4-48) mit den Daten von Tabelle 4-1. Da die Fehler unterschiedliche Größenordnungen und Einheiten haben, sind sie mit unterschiedlichen Einheiten dargestellt. Die Fehler werden nach der Beschreibung der Gauß-Verteilungen in Verlust und Übersprechen umgerechnet.

Abb. 4-19. Positionsfehler des Spots an der MUF im Multiplexer



Toleranzberechnung für Demultiplexer

Der Demultiplexer besteht aus zwei hochgeöffneten Linsen mit gleichen Brennweiten, die den Ausgang der MUF auf die Detektorebene 1 : 1 abbilden. (Siehe Abschnitt

“Demultiplexer” ab Seite 83) Zwischen den Linsen befindet sich ein optisches Element, das Licht mit einer ringförmigen Verteilung unterschiedlicher Radien in unterschiedliche Richtungen ablenkt.

Der Demultiplexer ist im Grunde ein optisches 4f-System. (Siehe Abbildung 4-11 auf Seite 84) Die vordere Brennebene der ersten Linse ist dabei die Objektebene, die hintere Brennebene der zweiten Linse ist die Bildebene. In der hinteren Brennebene der ersten Linse befindet sich die Fourier-Transformierte der Objektwelle, in der vorderen Brennebene der zweiten Linse die (inverse) Fourier-Transformierte des Wellenfeldes in der Bildebene. Stehen beide Linsen mit Brennweiten f_3 und f_4 im Abstand f_3+f_4 zueinander, fallen beide Fourier-Ebenen zusammen.

In der hinteren Brennebene der ersten Linse liegt ein Ringsystem als Fernfeldverteilung des Faserausgangs vor. Die Abbildung unterschiedlicher Kanäle auf unterschiedliche Orte in der Bildebene wird durch Deflektion in dieser Fourier-Ebene erreicht. Die Deflektion ist über einen Ring konstant. Sie kann durch Prismen (refraktiv) oder durch Beugungsgitter (diffraktiv) realisiert werden. Dabei bieten die diffraktiven Computer generierten Hologrammen (CGH) größere Design-Freiheit an, weil sich mit ihnen auch Fan-Outs erstellen lassen. Wegen der einfachen Herstellung wurden Amplitudengitter für experimentelle Zwecke entwickelt und gefertigt.

Um die Formeln für die Toleranzberechnung möglichst einfach zu halten, wurde folgende geometrische Anordnung genommen: Das Ablenkelement ist homogen (enthält keinen Ring) und lenkt das Licht um die x-Achse in die y-Richtung mit dem Winkel ϑ_H ab. Ein vom MUF ankommender Lichtkegel hat den mittleren Winkel θ_K und das halbe Winkelspektrum $d\theta_K$. θ_K ist definiert durch den maximalen Intensitätswert und $d\theta_K$ durch den Winkel mit $1/e$ Abfall der Intensität. Weitere zur Berechnung nötigen Parameter sind in der Tabelle 4-5 aufgelistet. Die Sollwerte können auch hier mit den Abständen dx_i , dy_i , dz_i und mit den Winkeln $d\varphi_i$ und $d\vartheta_i$ verstellt werden. Mit den angegebenen Werten kann ein 10-Kanal Demultiplexer realisiert werden, wenn die kleinste Strukturgröße des Amplituden-Gitters im CGH $1.5\ \mu\text{m}$ ist, die Wellenlänge $850\ \text{nm}$ ist und der Abstand zwischen den Detektoren bzw. zur 0. Beugungsordnung $500\ \mu\text{m}$ beträgt.

Die Positionsfehler im Demultiplexer können das Übersprechen erhöhen oder die Signalintensität am Detektor verringern. Das Übersprechen wird hauptsächlich dadurch erhöht, dass die Lichtringe und die Ringe am CGH nicht konzentrisch sind, oder dass die Radien mit den geplanten nicht übereinstimmen. Wenn ein Detektor

nicht richtig getroffen wird, mindert das mit guter Näherung nur das Signal und führt nicht zu Übersprechen - wenn die Detektoren weit genug von einander entfernt sind.

TABELLE 4-5. Daten des Demultiplexers

Parameter	MUF	3. Linse	CGH	4. Linse	Detektor
Durchmesser	$d_M = 200\mu\text{m}$	$r_3 = 3.5\text{mm}$	$r_H = 3.5\text{mm}$	$r_4 = 3.5\text{mm}$	$d_D = 200\mu\text{m}$
Brennweite/NA	$NA_M=0.39$	$f_3 = 8.1\text{mm}$	$\vartheta_H = 0.28$	$f_4 = 8.1\text{mm}$	
Soll Werte					
X-Koord.	$x_4 = 0\mu\text{m}$	$x_5 = 0\mu\text{m}$	$x_H = 0\mu\text{m}$	$x_6 = 0\mu\text{m}$	$x_7 = 0\mu\text{m}$
Y-Koord.	$y_4 = 0\mu\text{m}$	$y_5 = 0\mu\text{m}$	$y_H = 0\mu\text{m}$	$y_6 = 0\mu\text{m}$	$y_7 = 0\mu\text{m}$
Z-Koord.	$z_4 = 0\mu\text{m}$	$z_5 = 8.1\text{mm}$	$z_H = 16.2\text{mm}$	$z_6 = 24.3\text{mm}$	$z_7 = 32.4\text{mm}$
		$z_5 = f_3$	$z_H = z_5 + f_3$	$z_6 = z_H + d_2$	$z_7 = z_6 + f_4$
Kipp. φ	0	0	0	0	0
Kipp. ϑ	0	0	0	0	0

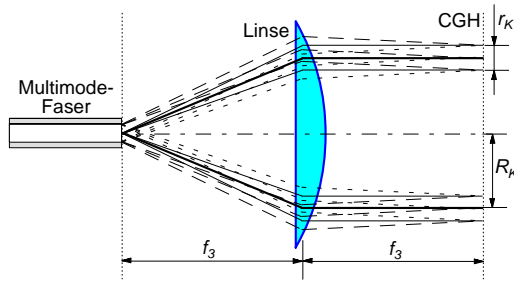
Zuerst werden die Positionsfehler der Lichtringe in der Ebene des CGHs bestimmt. Diese Fehler erhöhen das Übersprechen. Dann werden die Positionsfehler des Spots am Detektor berechnet.

Fehler am CGH

Wenn die MUF eine Punktquelle wäre, aus der ein Lichtkegel mit dem Öffnungswinkel θ_K und mit dem Winkelspektrum $d\theta_K$ austritt, dann würde die erste Linse diesen Lichtkegel in einen Zylinder mit dem mittleren Radius $R_K = f_3 \tan \theta_K$ und mit der Wandbreite $2r_K = 2f_3(\tan(\theta_K + d\theta_K) - \tan \theta_K)$ transformieren. Da die MUF einen Kerndurchmesser von d_M hat, wird die Wand des Zylinders eine Divergenz von $d_M/2f_3$ haben. Die Wandbreite des Zylinders ist in der hinteren Brennebene der 1. Linse am schmalsten, nämlich $2r_K$. Denn alle Punkte an der MUF-Austrittsfläche haben das gleiche Winkelspektrum, und es liegen nicht alle Punkte auf der optischen Achse. Dadurch werden sie in ähnliche Wellen transformiert, die gegeneinander gekippt sind und sich in der hinteren Brennebene der Linse schneiden (siehe Abbildung 4-20).

Da man kleinstes Übersprechen, d.h. größte Kanalseparation realisieren will, muss man das Ablenkelement in die hintere Brennebene der ersten Linse stellen. Dieses

Abb. 4-20. Schematische Fourier-Transformation am Ende der MUF



Element muss sehr dünn sein. Im weiteren wird angenommen, dass diese Anforderungen erfüllt sind, speziell $z_H = z_5 + f_3$.

- Axiale Positionsfehler der optischen Komponenten

Wenn das CGH exakt in der hinteren Brennebene der ersten Linse ist, dann ist der axiale Positionsfehler der 1. Linse und der MUF am CGH nicht bemerkbar (nur die Bildebene des Demultiplexers wird verschoben). Die Situation entspricht einer richtig positionierten Faser aber mit größerem oder kleinerem Kerndurchmesser.

Wenn das CGH nicht genau in der hinteren Brennebene der ersten Linse ist, d.h. $z_H - z_5 = f_3 + dz_H$, dann wird der Intensitätsring am CGH breiter:

$$r_{\text{real}} = r_K + \frac{d_M}{2f_3} |dz_H| \quad [4-49]$$

Wenn $z_5 - z_4 = f_3 + dz_5$ und $z_H - z_5 = f_3 + dz_H$, also MUF und CGH axial dejustiert sind, dann wird der zentrale Radius des Licht-Zylinders leicht verändert:

$$R_{\text{real}} = R_K - \frac{\tan \theta_K}{f_3} dz_5 dz_H \quad [4-50]$$

- Laterale Positionsfehler der optischen Komponenten

Wenn das CGH exakt in der hinteren Brennebene der ersten Linse ist, dann ist der laterale Positionsfehler der MUF wegen der Verschiebungseigenschaft der Fourier-Transformation am CGH (nur das Bild des Demultiplexers wird verschoben) nicht bemerkbar. Wenn das CGH nicht genau in der hinteren Brennebene der ers-

ten Linse ist, d.h. $z_H - z_5 = f_3 + dz_H$, dann wird das Zentrum des Lichtringes leicht verschoben mit:

$$-\frac{dx_4 dz_H}{f_3} \text{ bzw. } -\frac{dy_4 dz_H}{f_3} \quad [4-51]$$

Laterale Verschiebung der ersten Linse und des CGHs dezentriert die Ringe am CGH in dem gleichen Verhältnis.

- Fehler wegen gekippter optischer Komponenten

Wenn die MUF oder die erste Linse gekippt ist, wird der Lichtring am CGH wegen der Fourier-Transformation (Shift-Theorem) dezentriert:

Dezentrierung verursacht durch	$d\varphi_4$	$d\vartheta_4$	$d\varphi_5$	$d\vartheta_5$
Dezentriert in X-Richtung	$f_3 \tan d\varphi_4$	-	$f_3 \tan d\varphi_5$	-
Dezentriert in Y-Richtung	-	$f_3 \tan d\vartheta_4$	-	$f_3 \tan d\vartheta_5$

Wenn das CGH gekippt steht, dann schneidet es nicht einen Ring, sondern eine Ellipse aus dem Lichtzylinder aus. Wenn das CGH nur um die X-Achse mit $d\vartheta_H$ gedreht ist, dann zeigt die große Achse dieser Ellipse in die Y-Richtung und hat die Länge $R_K / \cos d\vartheta_H$. Die kleine Halbachse bleibt unverändert R_K . Deshalb ist das somit verursachte Übersprechen kleiner als das Übersprechen aufgrund eines falschen Ringradius von

$$R_{\text{real}} = \frac{R_K}{\cos d\vartheta_H} \text{ bzw. } R_{\text{real}} = \frac{R_K}{\cos d\varphi_H} \quad [4-52]$$

- Fehler wegen falscher Brennweite

Wenn die Brennweite der 1. Linse statt f_3 ($f_3 + df_3$) ist, dann wird die MUF und das CGH virtuell mit $dz_4 = df_3$ bzw. $dz_H = df_3$ axial verschoben und die Linse hat auch eine andere Brechkraft. Deshalb ändert sich der Ringradius und auch die Ringbreite am CGH. Geänderter Ringradius:

$$R_{\text{real}} = R_K + df_3 \tan \theta_K - \frac{df_3^2 \tan \theta_K}{f_3 + df_3} = R_K + \frac{f_3 df_3 \tan \theta_K}{f_3 + df_3} \quad [4-53]$$

Geänderte Ringbreite:

$$r_{\text{real}} = r_K + df_3(\tan(\theta_K + d\theta_K) - \tan\theta_K) + \frac{d_M}{2(f_3 + df_3)}|df_3| \quad [4-54]$$

Die Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefasst werden:

Der axiale Positionsfehler des CGHs und die falsche Brennweite verursachen breitere Lichtringe am CGH:

$$dr_K = \frac{d_M}{2f_3}|dz_H| + \frac{d_M}{2(f_3 + df_3)}|df_3| + df_3(\tan(\theta_K + d\theta_K) - \tan\theta_K) \quad [4-55]$$

Hauptsächlich die falsche Brennweite führt zum falschen Ringradius:

$$dR_K = \frac{R_K}{\cos d\varphi_H} + \frac{f_3 df_3 \tan\theta_K}{f_3 + df_3} + \frac{\theta_K}{f_3} dz_5 dz_H \quad [4-56]$$

Der dritte Term kann vernachlässigt werden, da er quadratisch im Positionsfehler ist. Numerische Simulationen haben gezeigt, dass der erste Term auch deutlich kleiner ist als der zweite wenn $d\varphi_H < 10$ mrad.

Alle anderen möglichen Fehler dezentrieren die Ringe. Wenn diese Fehler sich ungünstig aufaddieren, lässt sich für die Dezentrierung der Ringe schreiben:

$$dx_{CGH} = dx_5 + dx_H + (f_3 + df_3)\tan d\varphi_4 + (f_3 + df_3)\tan d\varphi_5 + \frac{dx_4 dz_H}{f_3} \quad [4-57]$$

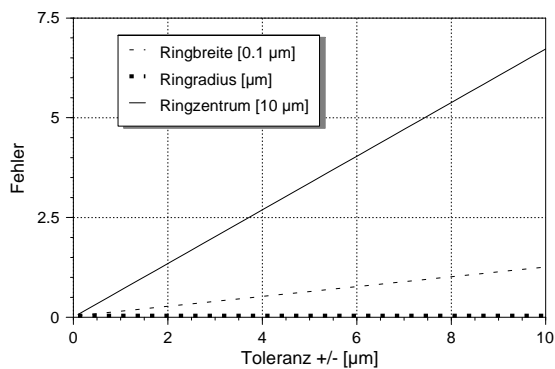
Hier kann der letzte Fehler (quadratisch im Positionsfehler) vernachlässigt werden und die anderen haben ungefähr die selbe Größenordnung.

Die Fehler (4-55), (4-56) und (4-57) sind in Abhängigkeit von der Herstellungstoleranz mit den Daten der Tabelle 4-5 in Abbildung 4-21 dargestellt. (Der Radiusfehler ist praktisch Null.) Die Fehler werden im Anschluss an die Behandlung von Gauß-Verteilungen als Übersprechen im Abschnitt “Übersprechen im Beispielsystem” ab Seite 124 dargestellt.

Fehler in der Detektorebene

Da die Detektoren praktisch nicht winkelempfindlich sind, reicht es zu prüfen, wie genau das Bild der MUF über einem Detektor liegt, wie weit es in X-, Y- und Z-Richtung verschoben ist. Die genäherten Formeln des lateralen Positionsfehlers und des axialen Positionsfehlers sind in der Tabelle 4-6 und Tabelle 4-7 aufgelistet. Wie in den vorherigen Abschnitten wurden die Formeln anhand des im Abschnitt “Strahlver-

Abb. 4-21. Positionsfehler des Lichttrings am CGH im Demultiplexer



folgung eines optischen Systems mit gekippten off-axis Komponenten” ab Seite 89 geschilderten Verfahrens analytisch berechnet. Die vollständigen vereinfachten Formeln werden im folgenden einzeln betrachtet und dabei die Näherungen erläutert. Die in den Tabellen stehenden Formeln beschreiben die Fehler mindestens bis zum 3. Stelle genau.

Die Position des Bildes ist unabhängig von der Position des Ablenkelements wegen der Fourier-Transformation der zweiten Linse, d. h. das CGH muss sich nur irgendwo zwischen den zwei Linsen befinden.

TABELLE 4-6. Genäherte Formeln des lateralen Positionsfehlers

Fehlerquelle	MUF	3. Linse	4. Linse	Detektor
X-Koord.	$-\frac{f_4}{f_3}dx_4$	$\frac{f_4}{f_3}dx_5$	dx_6	dx_7
	$-dx_4$	dx_5	dx_6	dx_7
Y-Koord.	$-\frac{f_4}{f_3}dy_4(1 + \tan^2\vartheta_H)$	$\frac{f_4}{f_3}dy_5(1 + \tan^2\vartheta_H)$	dy_6	dy_7
	$-dy_4$	dy_5	dy_6	dy_7
Kipp. φ	0	$-f_4 \tan d\varphi_5$	0	0
	0	$-8000 \tan d\varphi_5$	0	0
Kipp. ϑ	0	$-f_4 \tan d\vartheta_5(1 + \tan^2\vartheta_H)$	0	0
	0	$-8000 \tan d\vartheta_5$	0	0

TABELLE 4-7. Genäherte Formeln des axialen Positionsfehlers

Fehlerquelle	MUF	3. Linse	4. Linse
Z-Koord.	$\frac{f_4^2}{f_3^2} dz_4$	$-\frac{f_4^2}{f_3^2} dz_5$	dz_6
Kipp. φ	0	$\frac{f_4^2(1 - \cos d\varphi_5)}{(f_4 + f_3 - d_2)\cos d\varphi_5 - (f_4 - d_2)}$	0
Kipp. ϑ	0	$\frac{f_4^2(1 - \cos d\vartheta_5)}{(f_4 + f_3 - d_2)\cos d\vartheta_5 - (f_4 - d_2)}$	$\frac{d_2(\tan \vartheta_H \tan d\vartheta_6 + \sin^2 d\vartheta_6(1 - \sin d\vartheta_6))}{\tan \vartheta_H \tan d\vartheta_6 + 1}$

Da sich ein störendes Element zwischen den zwei Linsen befindet, verursacht fast jedes Misalignment, im besonderen die Verkippung, auch mehr oder weniger Astigmatismus. Im folgenden werden die einzelnen genauen Formeln beschrieben.

- Fehler wegen falscher MUF-Position

dx_4 schiebt das Bild in X-Richtung mit

$$-dx_4 f_4 / f_3 \quad [4-58]$$

dy_4 schiebt das Bild in Y-Richtung mit

$$-\frac{dy_4 f_4 (1 + \tan^2 \vartheta_H)}{f_3 + dy_4 \tan \vartheta_H} \approx -\frac{f_4}{f_3} dy_4 (1 + \tan^2 \vartheta_H) \quad (f_3 \gg dy_4 \tan \vartheta_H) \quad [4-59]$$

dz_4 schiebt die Bildebene in Z-Richtung, aber die X- und Y-Strahlen unterschiedlich stark. X-Strahlen:

$$\frac{dz_4 f_4^2}{dz_4 (d_2 - f_4) + f_3^2} \approx \beta_D^2 dz_4 \quad [4-60]$$

Y-Strahlen:

$$\frac{dz_4 f_4^2 + dz_4 f_4^2 \tan^2 \vartheta_H}{dz_4 (d_2 - f_4) (1 + \tan^2 \vartheta_H) + f_3^2 + x_4 \tan^2 \vartheta_H (x_4 - dz_4 \tan \theta_4) + f_3 \tan \vartheta_G (2x_4 - dz_4 \tan \theta_4)} \approx [4-61]$$

$$\approx \beta_D^2 dz_4 (1 + \tan^2 \vartheta_H)$$

Zur Näherung wurde verwendet, dass f_3^2 im Nenner deutlich größer als die anderen Terme ist.

Wenn das Ende der MUF gekippt ist, dann trifft das Bild den Detektor von einer falschen Richtung, aber an der richtigen Position.

- Fehler wegen falscher Position der ersten Linse im Demultiplexer

dx_5 schiebt das Bild in X-Richtung mit $dx_5 f_4 / f_3$

dy_5 schiebt das Bild in Y-Richtung mit

$$-\frac{dy_5 f_4 (1 + \tan^2 \vartheta_H)}{-f_3 + dy_5 \tan \vartheta_H} \approx \frac{f_4}{f_3} dy_5 (1 + \tan^2 \vartheta_H) \quad [4-62]$$

dz_5 schiebt die Bildebene in Z-Richtung - aber ähnlich wie bei der MUF - die X- und Y-Strahlen mit unterschiedlicher Stärke. X-Strahlen:

$$\frac{dz_5 f_4^2}{dz_5 (d_2 - f_4) - f_3^2} \approx -\beta_D^2 dz_5 \quad [4-63]$$

Y-Strahlen:

$$\approx \beta_D^2 dz_5 (1 + \tan^2 \vartheta_H) \quad [4-64]$$

Die verkippte erste Linse müsste einen ähnlichen Fehler im Demultiplexer verursachen wie die erste Linse im Multiplexer, aber wegen des CGHs sind die früheren Formeln nicht mehr exakt, sondern nur näherungsweise richtig.

Mit $d\varphi_5$ wird das Bild in X- und auch in Y-Richtung verschoben, in X mit $-f_4 \tan d\varphi_5$ und in Y mit:

$$\frac{f_4 \tan \theta_4 (1 + \tan^2 \vartheta_H) (1 - \cos d\varphi_5)}{1 + \tan \theta_4 \tan \vartheta_H (1 + \cos d\varphi_5)} \quad [4-65]$$

Mit $d\vartheta_5$ wird das Bild in X- und auch in Y-Richtung verschoben, in X mit $-f_4 \tan \phi_4 (1 - \cos d\vartheta_5)$ und in Y mit:

$$\frac{f_4 (1 + \tan \theta_4) (1 + \tan^2 \vartheta_H) \tan d\vartheta_5}{(1 + \tan \vartheta_5 \tan \vartheta_H) (1 + \tan \theta_4 \tan d\vartheta_5)} \quad [4-66]$$

wenn $\theta_4 = 0$ und $d\vartheta_5 < 10 \text{ mrad}$:

$$\frac{f_4(1 + \tan^2 \vartheta_H) \tan d\vartheta_5}{1 + \tan d\vartheta_5 \tan \vartheta_H} \approx -f_4 \tan d\vartheta_5 (1 + \tan^2 \vartheta_H) \quad [4-67]$$

Das Bild wird auch axial verschoben, aber die exakte Formel ist zu kompliziert. Eine sehr gute Näherung gibt die Formel vom Multiplexer:

$$\frac{f_4^2(1 - \cos d\varphi_5)}{(f_4 + f_3 - d_2) \cos d\varphi_5 - (f_4 - d_2)} \quad [4-68]$$

- Fehler wegen falscher Brennweite der 3. Linse

Wie im Abschnitt "Fehler am CGH" ab Seite 101 beschrieben, wirkt die falsche Brennweite so, als ob die MUF und das CGH axial verschoben wären und die Brechkraft der Linse verändert wäre. Deswegen wird die Bildebene verschoben und wie vorher in X- und Y-Richtung unterschiedlich stark. Für X-Strahlen ist die Verschiebung in z-Richtung

$$\frac{f_4^2 d f_3}{d f_3 (d_2 + 2 f_3 - f_4) + f_3^2} \approx \beta_D^2 d f_3 \quad [4-69]$$

Y-Strahlen: $\approx \beta^2 d f_3 (1 + \tan^2 \vartheta_H)$

- Fehler wegen falscher Position der 4. Linse

dx_6 schiebt das Bild in X-Richtung mit dx_6 und dy_6 schiebt das Bild in Y-Richtung mit dy_6 . dz_6 schiebt die Bildebene axial mit dz_6 . Die Verkippung ist wieder komplizierter.

$d\varphi_6$ verursacht nur Aberrationen. In X-Richtung:

$$\frac{f_3 \tan \phi_4 (1 - (1 + f_3 \tan \phi_4 \tan d\varphi_6 / f_4) / \cos d\varphi_6)}{1 + \tan^2 d\varphi_6 + f_3 \tan \phi_4 \tan d\varphi_6 / (f_4 \cos d\varphi_6)} \quad [4-70]$$

und in Y-Richtung:

$$f_3 \tan \phi_4 \tan d\varphi_6 \left[\tan \vartheta_H \left(1 - \frac{d_2 \cos d\varphi_6 - f_3 \tan \phi_4 \sin d\varphi_6}{f_4} \right) - \frac{f_3}{f_4} \tan \theta_4 \right] \quad [4-71]$$

$d\vartheta_6$ verursacht viele Aberrationen, unter anderem verkippt die Bildebene um die X-Achse, aber die Formeln hierzu sind zu kompliziert und haben kleinere Größenordnung als die anderen Fehler. Die Bildebene wird auch axial verschoben:

$$\frac{d_2(\tan \vartheta_H \tan d\vartheta_6 + \sin^2 d\vartheta_6(1 - \sin d\vartheta_6))}{1 + \tan \vartheta_H \tan d\vartheta_6} \quad [4-72]$$

- Falsche Brennweite der 4. Linse entspricht einer axialen Verschiebung $dz_6 = df_4$ der Linse.

Um die einzelnen Fehler einfach zusammenfassen zu können, wird wieder angenommen, dass die Herstellungstoleranzen gleich sind und die einzelnen Fehler des Strahlengangs sich aufaddieren. Damit ist der aufsummierte laterale Positionsfehler anhand Tabelle 4-6:

$$dy_{Det} = 2dy_4 \left(\frac{f_4}{f_3} (1 + \tan^2 \vartheta_H) + 1 \right) + f_4 \tan d\vartheta_5 (1 + \tan^2 \vartheta_H) \quad [4-73]$$

Folglich kann man die laterale Toleranz mit verkleinerter Abbildung, mit kleinerer Brennweite der zweiten Linse oder mit kleinerem Ablenkwinkel am CGH vergrößern. Dazu müssen im Demultiplexer alle Dimensionen so klein gehalten werden wie möglich.

Der aufsummierte axiale Positionsfehler anhand der Tabelle 4-7:

$$dz_{Det} = 2dz_4 \left(\frac{f_4}{f_3} + 1 \right) + \frac{f_4^2(1 - \cos d\vartheta_5)}{(f_4 + f_3 - d_2)\cos d\vartheta_5 - (f_4 - d_2)} \quad [4-74]$$
$$+ \frac{d_2(\tan \vartheta_H \tan d\vartheta_6 + \sin^2 d\vartheta_6(1 - \sin d\vartheta_6))}{\tan \vartheta_H \tan d\vartheta_6 + 1}$$

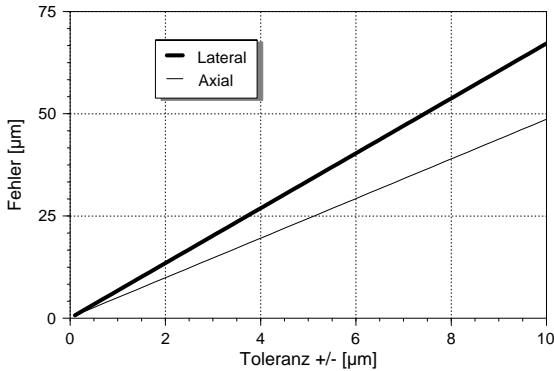
Auch in diesem Fall ist eine zweite Linse kürzerer Brennweite günstiger für die Toleranz. Den Abstand d_2 kann man nicht zu Null setzen, weil die realen hochgeöffneten Linsen relativ dick sind und die Hauptebenen der Linsen sich in der jeweiligen Linse befinden.

Die laterale Position des Spots ist in der Detektorebene wegen des schrägen Strahlverlaufs noch weiter verschoben:

$$dy_{DetSpot} = dy_{Det} + \tan \vartheta_H dz_{Det} \quad [4-75]$$

Abbildung 4-22 zeigt Positionsfehler (4-74) und (4-75) in Abhängigkeit der Herstellungstoleranz mit den Daten der Tabelle 4-5. Die Fehler werden nach der Beschreibung der Gauß-Verteilungen in Verluste umgerechnet.

Abb. 4-22. Positionsfehler des Spots am Detektor im Demultiplexer



Behandlung von Gauß-Verteilungen

Das Licht am Eingang der MUF ist Gauß-förmig verteilt. Ebenso zeigen die Lichtringe in der CGH-Ebene eine radial Gauß-förmige Verteilung. Das Licht läuft in Richtung Detektor in einem Kegelmantel zusammen, der Gauß-förmig bei der Linse und homogen auf dem Detektor ist. Diese Verteilungen werden im folgenden Abschnitt mathematisch formuliert und Flächenintegrale über verschiedene Öffnungen ausgerechnet, um die Verluste und das Übersprechen im System zu bestimmen.

Einfacher Gauß-Strahl

Ein Gauß-Strahl, der sich in z-Richtung ausbreitet, hat in jeder xy-Ebene die gleiche Form, jedoch eine unterschiedliche Ausdehnung:

$$E_g(z) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad [4-76]$$

Bündelradius:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad [4-77]$$

wobei w_0 der kleinste Bündelradius (Taille) bei $z=0$ ist, $z_R = (\pi w_0^2)/\lambda$ ist die Rayleigh Distanz und λ ist die Wellenlänge. $w(z)$ wird vom Zentrum des Strahls bis zum 1/e-Abfall der Feldstärke gerechnet. Die Wellenfront ist sphärisch mit dem Krümmungsradius:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right] \quad [4-78]$$

Winkelspektrum des Gauß-Strahls

Der Multiplexer muss die einzelnen Kanäle mit möglichst kleinem Winkelspektrum einkoppeln, damit viele Kanäle mit geringem Übersprechen geführt werden können. In der Taille des Gauß-Strahls ist die Wellenfront eben, deshalb besteht das Winkelspektrum dort nur aus einer Richtung. Mit zunehmender Abstand von der Taille wird das Winkelspektrum immer größer.

Der Öffnungswinkel im Absand z von der Taille ergibt sich aus dem Verhältnis vom Bündelradius zu Krümmungsradius: $\sin \vartheta_g = w(z)/R(z)$, oder von der Ableitung

des Bündelradius nach z : $\tan \vartheta_g = \frac{\partial w(z)}{\partial z}$. Da ϑ_g klein ist:

$$\tan \vartheta_g \approx \sin \vartheta_g \approx \vartheta_g \approx \frac{\partial w(z)}{\partial z} = \frac{w_0 z}{z_R^2 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} = \frac{w(z)}{R(z)} \quad [4-79]$$

für $|z| < 0.1 z_R$ kann man weiter nähern:

$$\vartheta_g = \frac{w_0 z}{z_R \sqrt{z^2 + z_R^2}} \approx \frac{w_0 z}{z_R} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^3} z. \quad [4-80]$$

Wenn der Ort gesucht ist, an dem der Öffnungswinkel des Gauß-Strahl genau ϑ_g ist, muss (4-79) invertiert werden:

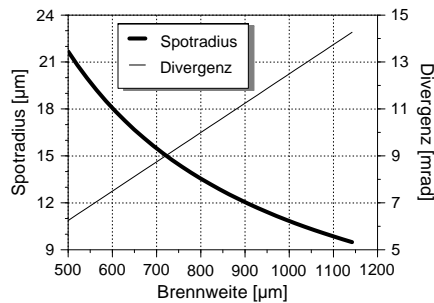
$$z = \frac{\vartheta_g^2 z_R^2}{\sqrt{w_0^2 - \vartheta_g^2 z_R^2}} \quad \text{bzw. mit der Näherung in (4-79): } z \approx \frac{\pi^2 w_0^3}{\lambda^2} \vartheta_g \quad [4-81]$$

Anhand von (4-81) wird deutlich, dass die genäherte Formel nur für kleine Winkelspektren ($\vartheta_g < 0.002$) verwendbar ist.

Wie schon im Abschnitt “Theoretische Grundlagen” ab Seite 70 erläutert wurde, wird mit guter Näherung das volle Winkelspektrum $w_0/(2z_R)$ des Gauß-Strahls in die MUF eingekoppelt, wenn der Durchmesser des Gauß-Strahls $2w(z)$ kleiner als der Durchmesser der MUF ist. Die Divergenz w_0/z_R ist definiert durch den 1/e Wert der Feldverteilung. Die Breite der Kanäle und das Übersprechen werden aber durch den 1/e Wert der Intensitätsverteilung beschrieben. Deshalb beträgt der Öffnungswinkel (die Divergenz) der Kanäle $w(z)/(\sqrt{2}R(z)) = w_0/(\sqrt{2}z_R)$

Abbildung 4-23 zeigt die Divergenz und den Radius der Gauß-Taille am Eingang der MUF als Funktion der Brennweite der ersten Linse für einen Multiplexer nach Tabelle 4-1 für $N=10$ Kanäle bei der Wellenlänge von $\lambda=850$ nm. Der mit der Vergrößerung wachsende Spotradius ist durch die stärkere Linie dargestellt. Die Forderung nach kleinerem Spotradius für minimale Kopplungsverluste und kleinem Winkelspektrum für maximale Kanalzahl bei minimalem Übersprechen sind gegenläufig. Konkrete Übersprechen-Werte werden bei der Behandlung ringförmiger Verteilungen berechnet.

Abb. 4-23. Winkelspektrum des Gauß-Strahls



Energie-Inhalt des Gauß-Strahls

Mit dem Energie-Inhalt eines Gauß-Strahls über eine kreisförmige Fläche kann die Einfügedämpfung des Multiplexers bestimmt werden. Leistung, die auf eine kreisförmige Apertur mit der Radius r_a fällt:

$$P_g(r_a) = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_a} r E_g^2(r) dr d\varphi = P_g(\infty) [1 - \exp(-r_a^2/\sigma^2)] \quad [4-82]$$

wobei $\sigma^2 = w(z)^2/2$ und $P_g(\infty) = E_0^2 \pi \sigma^2$. Im weiteren ist der Spotradius durch σ ausgedrückt, der kleiner als $w(z)$ der Feldverteilung ist.

Mit der Formel (4-82) kann man die Leistung ausrechnen, die in eine Faser unter Vernachlässigung der Modenstruktur eingekoppelt wird, wenn ein Gauß-Strahl zentriert und senkrecht auf eine kreisförmige Apertur fällt. Im Multiplexer fallen die Gauß-Strahlen jedoch schräg auf die MUF und im Allgemeinen treffen sie nicht das Zentrum.

Schräg einfallender Gauß-Strahl

Wenn der Gauß-Strahl auf einen in x-Richtung schräg stehenden Schirm fällt, beleuchtet er ein elliptisches Gebiet. In diesem Fall ist die Intensität am Schirm:

$$I_{gs} = I_{s0} \exp\left(-\frac{x^2 \cos^2 \vartheta + y^2}{\sigma^2}\right) \quad [4-83]$$

Die gesamte Leistung in einer kreisförmigen Öffnung mit dem Radius r_a ist:

$$P_{gs}(r_a, \vartheta) = I_{s0} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_a} r \exp\left(-\frac{r^2(\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cos^2 \vartheta)}{\sigma^2}\right) dr d\varphi \quad [4-84]$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{P_{gs}(\varphi)}$

mit $pol(\varphi, \vartheta) = \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cos^2 \vartheta$:

$$\begin{aligned} P_{gs}(\varphi) &= \int_0^{r_a} r \exp\left(-\frac{r^2 pol(\varphi, \vartheta)}{\sigma^2}\right) dr = \\ &= \frac{\sigma^2}{2 pol(\varphi, \vartheta)} \left[1 - \exp\left(-\frac{r_a^2 pol(\varphi, \vartheta)}{\sigma^2}\right) \right] \end{aligned} \quad [4-85]$$

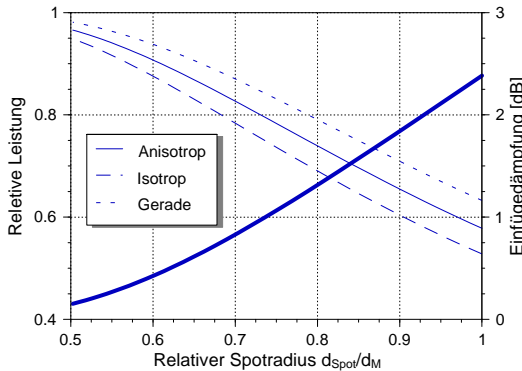
$P_{gs}(\infty, \vartheta)$ kann auch in geschlossener Form angegeben werden:

$$P_{gs}(\infty, \vartheta) = I_{s0} \frac{\sigma^2}{2} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cos^2 \vartheta} d\varphi = I_{s0} \frac{\pi \sigma^2}{\cos^2 \vartheta} \quad [4-86]$$

aber $P_{gs}(r_a, \vartheta) = I_{s0} \frac{\sigma^2}{2} \int_0^{2\pi} P_{gs}(\varphi) d\varphi$ hat keine geschlossene Form mehr. Wenn man mit einer geschlossenen Form arbeiten will, kann man nur isotrop rechnen. In diesem Fall ersetzt man r_a^2/σ^2 durch $r_a^2 \cos^2 \vartheta/\sigma^2$ in Gleichung (4-82), man skaliert also nur den relativen Aperturenradius mit $\cos^2 \vartheta$. Abbildung 4-24 zeigt die relativen Leistungen der anisotropen (durchgezogene Linie), der isotropen (gestrichelte Linie) Berechnung für $\sin \vartheta = 0.5$ und des senkrecht eingestrahlichten Gauß-Strahls (gepunktete Linie). Aus Abbildung 4-24 kann man ablesen, dass man gut genäherte Leistungswerte erhält, wenn man den Durchschnitt aus den Ergebnissen des isotropen und senkrechten Falls bildet:

$$\eta = \frac{P_{gs}(r_a)}{P_{gs}(\infty)} \approx 1 - \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{r_a^2}{\sigma^2}\right) + \exp\left(-\frac{r_a^2 \cos^2 \vartheta}{\sigma^2}\right) \right] = 1 - \exp\left(-\frac{r_a^2}{\sigma^2}\right) \frac{1 + \exp(\sin^2 \vartheta r_a^2/\sigma^2)}{2} \quad [4-87]$$

Abb. 4-24. Vergleich der isotropen und anisotropen Berechnungen für schräg einfallenden Gauß-Strahl



Im Multiplexer entspricht der Kernradius $d_M/2$ der MUF dem Aperturenradius r_a und der Spotradius $d_{Spot}/2$ an der MUF dem σ . In Abbildung 4-24 ist auch die exakte Einfügedämpfung in Abhängigkeit des relativen Spotdurchmessers $d_{Spot}/d_M = \sigma/r_a$

mit der dicken Linie dargestellt. In einem idealen System hat man 1 dB Einfügedämpfung bei relativem Spotdurchmesser von 0.74.

Dezentrierter Gauß-Strahl

Man kann nie sicherstellen, dass das Zentrum des Gauß-Strahls und das Zentrum der Apertur zusammenfallen. Die Dezentrierung verursacht bei senkrecht einfallendem Strahl einen größeren Leistungsverlust an der Apertur als bei schräg einfallendem Strahl, weil der Strahlquerschnitt in der Apertur-Ebene im schrägen Fall größer ist. Deshalb wird die Dezentrierung nur für senkrecht einfallenden Strahl untersucht.

Wenn ein radial symmetrischer Gauß-Strahl auf eine kreisförmige Öffnung fällt, dann ist das gesamte System auch radial symmetrisch. Also ist es ausreichend, die Verschiebung des Zentrums nur für eine Richtung auszurechnen. Demzufolge ist die Intensität auf der Apertur:

$$I_{gd} = I_0 \exp\left(-\frac{x^2 + (y - dy)^2}{\sigma^2}\right) \quad [4-88]$$

Die Leistung in einer kreisförmigen Öffnung mit dem Radius r_a ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} P_{gd}(r_a; dy) &= I_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{r_a} r \exp(-[r^2 \cos^2 \varphi + (r \sin \varphi - dy)^2]/\sigma^2) dr d\varphi \\ &= I_0 \int_0^{2\pi} R_{gd}(r_a, \varphi; dy) d\varphi \end{aligned} \quad [4-89]$$

wobei:

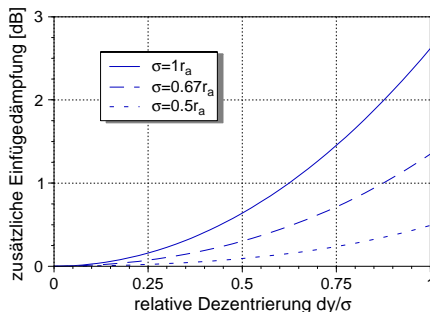
$$\begin{aligned} R_{gd}(r_a, \varphi; dy) &= \frac{\sigma \sqrt{\pi}}{2} dy \sin \varphi \exp\left(-\frac{dy^2 \cos^2 \varphi}{\sigma^2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{dy \sin \varphi}{\sigma}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{r_a - dy \sin \varphi}{\sigma}\right) \right] \\ &\quad + \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{dy^2}{\sigma^2}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2r_a dy \sin \varphi - r_a^2}{\sigma^2}\right) \right] \end{aligned} \quad [4-90]$$

$P_{gd}(r_a)$ hat keine geschlossene Form, aber man braucht nur eindimensional numerisch zu integrieren. (Für Definition und Eigenschaften der erf-Funktion siehe Seite 152 im Anhang)

Die Dezentrierung erhöht die Einfügedämpfung. Abbildung 4-25 zeigt diese zusätzliche Einfügedämpfung parametrisiert mit dem Spotradius $\sigma = d_{Spot}/2$. Wenn der Kerndurchmesser der MUF 1.5-fach größer als der Spot ($d_{Spot}/d_M = 0.67$) ist, dann beträgt die Einfügedämpfung 0.66 dB (Abbildung 4-24). Folglich darf der Spot noch mit hal-

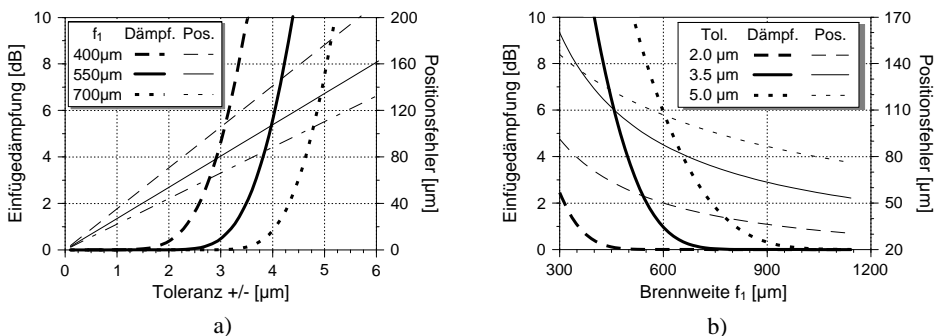
dem Spotdurchmesser dezentriert sein, damit die Einfügedämpfung unter 1 dB bleibt, weil dann die Einfügedämpfung nur um zusätzliche 0.30 dB erhöht wird.

Abb. 4-25. Zusätzliche Einfügedämpfung wegen Dezentrierung



Dieses Spot-Kern Verhältnis ist für den Multiplexer mit Mikroprismen (Abbildung 4-8 auf Seite 79) typisch, bei dem die Mikrolinse das Licht auf einen Durchmesser von 200 μm kollimiert und dieser kollimierte Strahl mit einem Mikroprisma nur abgelenkt wird. Wenn die Mikrolinse und die Lichtquelle zueinander bis auf 20 μm genau justiert sind, dann wird das Spot am Kern höchstens mit dem halben Spotdurchmesser verschoben.

Abb. 4-26. Einfügedämpfung im Multiplexer mit Makrolinse



Wenn eine Makrolinse den kollimierten Strahl ablenkt und die Lichtquelle auf die MUF abbildet, dann ist der Spot an der MUF so klein, dass der Verlust bei der Einkopplung eher binär ist: Entweder sitzen die Komponenten richtig an ihren Plätzen und die Kanäle werden praktisch verlustfrei eingekoppelt, oder die Komponenten sind

dejustiert und der Spot trifft die Eintrittsöffnung überhaupt nicht. Diese Situation ist auf Abbildung 4-26a für den exemplarischen 10-Kanal Multiplexer (Daten in der Tabelle 4-1 auf Seite 93) dargestellt.

Den Spot kann man vergrößern, indem man kleinere Brennweiten für die Mikrolinsen wählt. In diesem Fall wird auch der laterale Fehler mit β_{Mux} größer, und deswegen wird der Verlust bei der Einkopplung letztendlich größer. Demzufolge ist eine kleinere Vergrößerung - möglichst große Brennweite für die Mikrolinse - für die Einfügedämpfung günstiger. Wie später gezeigt wird, ist andererseits eine größere Vergrößerung für das Übersprechen im System günstiger. Abbildung 4-26b zeigt die Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Brennweite der Mikrolinse für verschiedene Herstellungstoleranzen.

Ringförmige Gauß-Verteilung

Wird eine ebene Welle in eine Stufenindex Multimode-Faser schräg eingekoppelt, tritt das Licht am Faserende als Lichtkegel aus. Fällt es auf einen Schirm oder wird mit einer Linse transformiert, so erscheint ein Ring (Abbildung 4-27). Innerhalb eines Ringes ist die Intensität in sehr guter Näherung gaußförmig verteilt:

$$I_{GR}(r, m) = \exp\left(-\frac{(r-m)^2}{\sigma^2}\right) \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad [4-91]$$

wobei m der mittlere Ringradius ist, bzw. wo das Intensitätsmaximum auf dem Schirm liegt. In Abbildung 4-27 bezeichnen die durchgezogene Kreise die Orte $r = m - \sigma$ und $r = m + \sigma$. Abbildung 4-28 zeigt den AA Schnitt in Abbildung 4-27 mit der dickeren Kurve. Die 2σ breiten Lichtringe werden mit Hilfe des CGHs im Demultiplexer selektiert. Die Breite der einzelnen Ringe am CGH beträgt $2a$, wobei $2a$ nicht unbedingt gleich mit 2σ ist. Um berechnen zu können, wie viel Leistung auf einem Ring am CGH fällt und wie viel Leistung von den Nachbar-Kanälen stammt, muss die Formel (4-91) über eine Ring-Fläche integriert werden. Die Intervalle für die Integration zusammen mit einem Nachbar- Kanal sind auf Abbildung 4-28 dargestellt.

Mit der Stammfunktion

$$P_{stamm}(r, m) = \int r \cdot I_{GR}(r) dr = \frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{r-m}{\sigma}\right) - \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{(r-m)^2}{\sigma^2}\right) \quad [4-92]$$

Abb. 4-27. Ring mit Gaußscher Verteilung

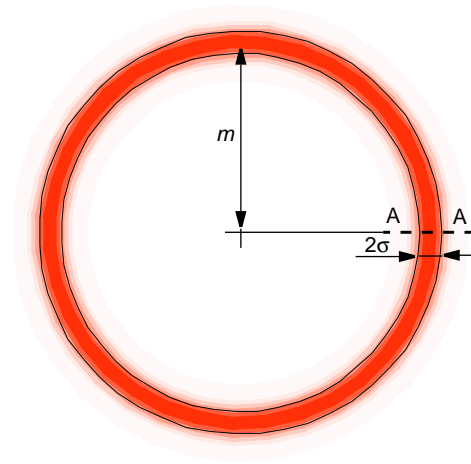
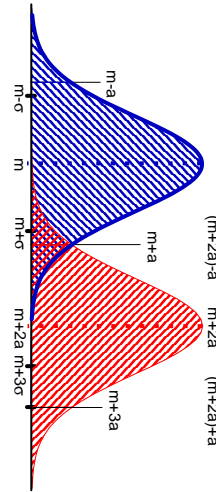


Abb. 4-28. Benachbarte Kanäle



sind die Leistungen in verschiedenen Ringen am CGH leichter auszurechnen, da

$$P_{GR}(a, b, m) = \int_0^{2\pi} \int_a^b r \cdot I_{GR}(r) dr d\varphi = 2\pi(P_{stamm}(b) - P_{stamm}(a)) \quad [4-93]$$

Damit ist die Gesamtleistung am Schirm:

$$P_s(m) = P_{GR}(0, \infty, m) = 2\pi \left(\frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} - \frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{-m}{\sigma}\right) - \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{m^2}{\sigma^2}\right) \right) \quad [4-94]$$

in den meisten Fällen ist $m > 5\sigma$:

$$P_s(m) \approx 2\pi \frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{m}{\sigma}\right) \right) \approx 2\pi \sigma m \sqrt{\pi} \quad [4-95]$$

Die relative Leistung in einem Ring der Breite $2a$ und mit einem mittleren Ringradius m ist:

$$P_{kanal}(a, m)/P_s(m) = P_{GR}(m-a, m+a)/P_s(m) = \operatorname{erf}\left(\frac{a}{\sigma}\right) \quad [4-96]$$

Folglich ist die relative Leistung unabhängig von m für $m > 5\sigma$. Wenn $a=\sigma$ ist, dann ist 84% (0.74 dB Verlust) der Leistung im Ring; wenn $a=2\sigma$, dann 99.5% (0.02 dB).

Übersprechen in Abhängigkeit der Ringbreite

Um das Übersprechen zu berechnen, muss die Leistung bestimmt werden, die auf den Nachbar-Ring fällt. Die Nachbar-Ringe haben die mittleren Radien $m - 2a$ bzw. $m + 2a$ und die Breite $2a$. Der Gauß-Ring fällt mit dem mittleren Radius m auf das CGH. In diesem Fall sind die Leistungen in den benachbarten Ringen nicht gleich:

$$P_{kanal-1}(a, m) = P_{GR}(m - 3a, m - a) \approx 2\pi \left(\frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{-a}{\sigma}\right) - \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{a^2}{\sigma^2}\right) - \frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \right) \quad [4-97]$$

$$P_{kanal+1}(a, m) = P_{GR}(m + a, m + 3a) \approx 2\pi \left(\frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} - \frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{a}{\sigma}\right) + \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{a^2}{\sigma^2}\right) \right) \quad [4-98]$$

Dabei verwendete Näherungen: $a > \sigma \Rightarrow (3a)^2/\sigma^2 > 9 \Rightarrow \exp(-(3a)^2/\sigma^2) \approx 0$, $\operatorname{erf}(3a/\sigma) \approx 1$
Nennt man

$$P_{\operatorname{erf}}(a) = \frac{\sigma m}{2} \sqrt{\pi} \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{a}{\sigma}\right) \right) \text{ und } P_{\operatorname{exp}}(a) = \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{a^2}{\sigma^2}\right) \quad [4-99]$$

so ist $P_{kanal-1}(a) = 2\pi(P_{\operatorname{erf}}(a) - P_{\operatorname{exp}}(a))$ und

$$P_{kanal+1}(a) = 2\pi(P_{\operatorname{erf}}(a) + P_{\operatorname{exp}}(a)) \quad [4-100]$$

Weiterhin haben $P_{\operatorname{erf}}(a)$ und $P_{\operatorname{exp}}(a)$ ungefähr die gleiche Größenordnung. Abbildung 4-29 zeigt, wie viel Übersprechen der Kanal mit dem mittleren Ringradius m in den Nachbar-Kanälen verursacht, wenn $m = 6\sigma$ oder $m = 15\sigma$ ist. Die dB-Werte sind mit den dickeren Linien angezeigt. Der äußere Nachbar-Ring sammelt mehr Leistung als der innere, wobei diese Asymmetrie mit wachsendem Ringradius abnimmt. In einem ideal justierten System ist das Übersprechen -10 dB, wenn die Ringbreite am CGH gleich der Breite der Kanäle ist ($a=\sigma$). Wenn die Ringbreite am CGH doppelt so groß ist, dann beträgt das Übersprechen -26 dB.

Im winkeltakodierten Übertragungssystem ist die Winkelbreite der Kanäle im Demultiplexer hauptsächlich durch die Länge und die Qualität der MUF bestimmt, wenn eine ebene Welle in die MUF eingekoppelt wird. Für diesen Fall ist in Abbildung 4-30 das maximale Übersprechen in einem idealen 10-Kanal System in der Abhängigkeit von der Faserlänge dargestellt, wenn die Konstante der Modenkopplung, D $1 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2/\text{m}$, $5 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ oder $1 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ ist. (Siehe Formel 4-4 auf Seite 73). Für eine Übertragung mit 10 Kanälen mit -10 dB Übersprechen über 100 m wäre eine Faser mit D kleiner als $1 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ nötig. 1975 wurde von Gambling [69] $D=3 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ in

Abb. 4-29. Übersprechen-Werte abhängig von der relativen Ringbreite

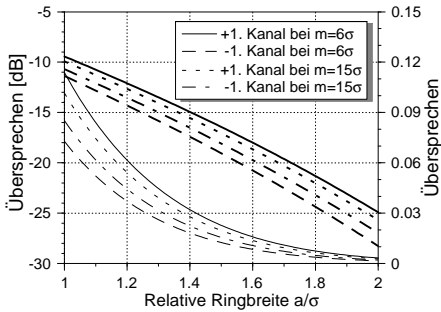
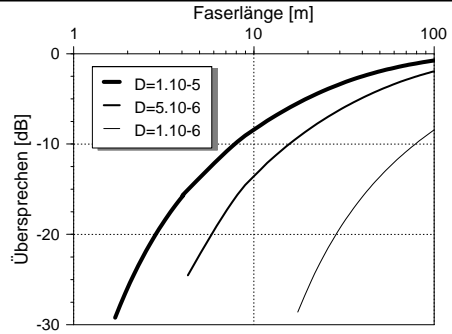


Abb. 4-30. Übersprechen-Werte abhängig von der Faserlänge



einer Faser mit flüssigem Kern gemessen. Der D-Wert der Stufenindex Fasern betrug damals $4 \cdot 10^{-4} \text{ rad}^2/\text{m}$. Der D-Wert heutiger Fasern ist typischerweise $3 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2/\text{m}$. Damit ist ein 10 Kanal Übertragungssystem mit -10 dB Übersprechen über 8 m realisierbar.

Übersprechen aufgrund von Misalignment

Das Übersprechen des idealen Übertragungssystems wird durch die Fertigungsungenauigkeiten im Multiplexer und im Demultiplexer erhöht. Der falsche Einkopplungswinkel $d\vartheta_{Mux}$ im Multiplexer und die falsche Brennweite im Demultiplexer ändern den mittleren Radius des Lichtringes von $m = f_3 \tan \vartheta_K$ auf $m + b = f_3 \tan(\vartheta_K + d\vartheta_{Mux}) + dR_K$. ($d\vartheta_{Mux}$ wurde mit der Formel 4-45 auf Seite 97 und dR_K mit der Formel 4-56 auf Seite 104 berechnet)

Weiterhin kann ein falsch justiertes CGH das Übersprechen steigern, wenn die Lichtringe nicht konzentrisch zu den Ringen des CGHs sind. Zuerst wird das erhöhte Übersprechen aufgrund eines falschen Ringradius berechnet.

- Falscher Ringradius

Abbildung 4-31 hilft die Integrationsintervalle bestimmen, um die Leistungen über den einzelnen Ringen am CGH zu ermitteln. Jetzt ist der mittlere Radius des Gauß-Rings $m+b$ statt m , aber die Grenzen der Ringe am CGH bleiben $m-3a$, $m-a$, $m+a$ bzw. $m+3a$. Man kann die Intensitätsverteilung (die dickere Gauß-Glocke in

Abb. 4-31. Verschobene Gaußsche Verteilung

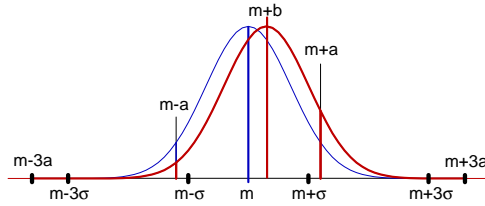


Abbildung 4-31) als Referenz und die Ringe des CGHs um $-b$ verschoben betrachten. Deshalb sind die Leistungen in den Kanälen

$$P_{r, kanal}(a) = P_{GR}(m_r - b - a, m_r - b + a) \quad [4-101]$$

$$P_{r, kanal-1}(a) = P_{GR}(m_r - b - 3a, m_r - b - a) \quad [4-102]$$

$$P_{r, kanal+1}(a) = P_{GR}(m_r - b + a, m_r - b + 3a) \quad [4-103]$$

mit den Näherungen aus dem Unterabschnitt “Übersprechen in Abhängigkeit der Ringbreite” ab Seite 119:

$$P_{r, kanal}(a) = 2\pi \frac{\sigma m_r}{2} \sqrt{\pi} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{a-b}{\sigma}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{a+b}{\sigma}\right) \right) - 2\pi \frac{\sigma^2}{2} \left(\exp\left(-\frac{(a-b)^2}{\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{(a+b)^2}{\sigma^2}\right) \right) \quad [4-104]$$

$$P_{r, kanal-1}(a) = 2\pi(P_{\operatorname{erf}}(a+b) - P_{\operatorname{exp}}(a+b)) \quad [4-105]$$

$$P_{r, kanal+1}(a) = 2\pi(P_{\operatorname{erf}}(a-b) + P_{\operatorname{exp}}(a-b)) \quad [4-106]$$

Anhand der Formeln (4-97) und (4-98) wurde gezeigt, dass die unerwünschten Leistungen in den benachbarten Kanälen, die zu Übersprechen führen, nicht gleich sind. Diese Unsymmetrie kann ausgeglichen werden, indem der mittlere Ringradius m geändert wird. Wenn die Leistungen in den Nachbar-Kanälen gleich sind, dann ist auch die Leistung über dem Intervall $[m-a, m+a]$ am CGH maximal. Demzufolge kann die optimale Verschiebung b mit der Ableitung der Formel (4-104) nach b bestimmt werden:

$$0 = \frac{\partial P_{r, kanal}(a)}{\partial b} \quad [4-107]$$

$$(m_r - a - b) \exp\left(-\frac{(a+b)^2}{\sigma^2}\right) = (m_r + a - b) \exp\left(-\frac{(a-b)^2}{\sigma^2}\right) \quad [4-108]$$

$$\frac{m_r - a - b}{m_r + a - b} - \exp\left(\frac{4ab}{\sigma^2}\right) = 0 \quad [4-109]$$

Die Gleichung (4-109) ist nur numerisch lösbar, aber die Ergebnisse sind in guter Näherung unabhängig von der Ringbreite $2a$. Die optimale Radiuskorrektur b ist für verschiedene relative Ringradien in Abbildung 4-32 dargestellt. Für kleinere Ringradien ($m/\sigma < 15$) lohnt es sich die Korrekturen zu realisieren, weil man damit das Übersprechen um 1 dB verbessern kann. (Abbildung 4-29)

Abb. 4-32. Optimale Veränderung des mittleren Ringradius am CGH

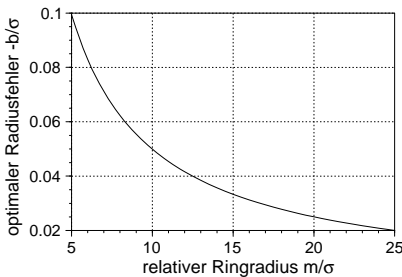
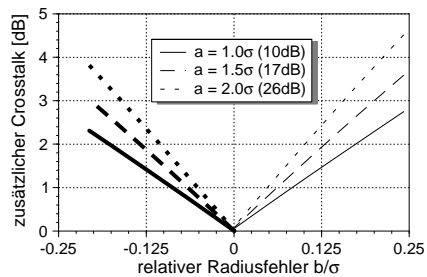


Abb. 4-33. Zusätzliche Übersprechen-Werte abhängig vom relativen Radiusfehler



Wenn die Ringradien am CGH optimal im Sinne von Gleichung (4-109) hergestellt sind, dann kann ein Lichtring mit einem falschen Ringradius das Übersprechen in einem Nachbar-Kanal nur erhöhen (bei dem anderen Nachbar-Kanal wird das Übersprechen kleiner). Diese zusätzliche Übersprechen-Werte sind in Abbildung 4-33 für verschiedene relative Ringbreiten dargestellt. Wenn die Ringbreite am CGH gleich der Ringbreite des Kanals ist, dann beträgt das Übersprechen -10 dB im idealen System. Wenn diese Ringe 5% relativen Radiusfehler haben, dann wird das Übersprechen an den Detektoren um 1 dB schlechter.

Wenn 10 Kanäle in einer MUF mit $NA=0.4$ übertragen werden, dann hat jeder Kanal im Demultiplexer eine Breite von 40 mrad. Folglich muss der Einkopplewinkel auf 2 mrad genau im Multiplexer eingehalten werden, damit das Übersprechen maximal um 1 dB erhöht wird. Wenn man das ideale System mit besserem Übersprechen (z.B. $a=1.5\sigma$, 17 dB) plant, dann wird das Übersprechen wegen Ungenauigkeiten im System schneller schlechter (die Linien in Abbildung 4-33 sind für breitere Ringe steiler) und das Ergebnis ist nicht deutlich besser. Konkrete

Übersprechen-Werte werden für das exemplarische 10-Kanal Übertragungssystem am Ende des Abschnitts berechnet.

- Dezentrierte Ringe

In diesem Fall ist der Ring des CGHs mit dx_{CGH} relativ zum Zentrum des Gauß-Ringes verschoben: $r^2 = (x - dx_{CGH})^2 + y^2$. Trotzdem muss die Leistung innerhalb eines Ringes des CGHs ausgerechnet werden.

Mit $x = r' \cos \varphi$ und $y = r' \sin \varphi$ ist die Intensität am Schirm:

$$I_{d_z r}(r', \varphi) = \exp \left(- \frac{(\sqrt{(r' \cos \varphi - dx_{CGH})^2 + r'^2 \sin^2 \varphi} - m)^2}{\sigma^2} \right) \quad [4-110]$$

Die Leistung über einen Ring mit der Breite $2a$ ist:

$$P_{d_z r}(a) = \int_0^{2\pi} \int_{m-a}^{m+a} r' I_{d_z r}(r', \varphi) dr' d\varphi \quad [4-111]$$

Das Integral hat weder über φ noch über r' eine geschlossene Form. Deshalb wurde erst das Integral

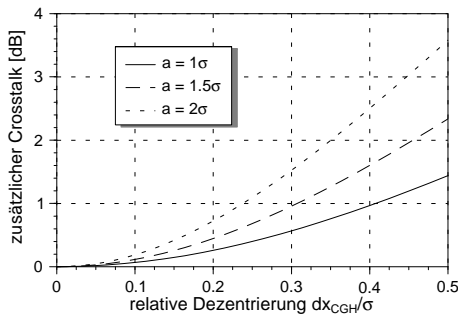
$$P_{\varphi, d_z r}(r') = \int_0^{2\pi} I_{d_z r}(r') d\varphi \quad [4-112]$$

numerisch ausgewertet und danach die Gleichung (4-111) numerisch mit dem Romberg Algorithmus vom [?] berechnet.

Ähnlich wie vorher zeigen die Kurven in Abbildung 4-34 die durch die Dezentrierung verursachten zusätzlichen Übersprechen-Werte. Der Demultiplexer ist weniger empfindlich gegen Dezentrierung als gegen Radiusfehler. In einem System mit -10 dB Übersprechen darf das CGH maximal um 0.4σ verschoben sein, um die Erhöhung des Übersprechens unter 1 dB zu halten. Wenn das halbe Winkelspektrum eines Kanals im Demultiplexer 20 mrad ist und die Brennweite der ersten Linse $f_3=8.1$ mm ist, darf das CGH um $dx_{CGH}=\delta\vartheta \cdot f_3=0.4 \cdot f_3 \cdot 0.02=65$ µm dezentriert sein.

Wenn Radiusfehler und Dezentrierung gleichzeitig vorkommen, verursachen sie weniger zusätzliches Übersprechen als die Summe der zusätzlichen Übersprechen-Werte des Radiusfehlers und der Dezentrierung, weil die Dezentrierung immer etwas den Radiusfehler korrigiert.

Abb. 4-34. Zusätzliche Übersprechen-Werte abhängig von der relativen Dezentrierung



Übersprechen im Beispielsystem

Jetzt sind alle Formeln bekannt, um das Übersprechen in einem realen System zu berechnen. In Tabelle 4-1 auf Seite 93 und in Tabelle 4-5 auf Seite 101 sind die geometrischen und optischen Parameter eines Multiplexers bzw. Demultiplexers aufgelistet, mit dem man 10 Kanäle mit Winkelkodierung in einer MUF mit der $NA_M=0.39$ übertragen kann. Die Breite der Lichtringe am CGH bestimmt das Übersprechen im System.

Für den äußersten Kanal (der Kanal mit dem größten Koppelwinkel) steht in diesem System - durch der Geometrie bestimmt - eine Breite von $2a/f_3=34.7$ mrad zur Verfügung. In diesen Winkelbereich muss möglichst viel Leistung vom Lichtring der Breite $2\sigma_\vartheta = 2\sqrt{4Dz}$ fallen, damit das Übersprechen im System möglichst klein wird. Die Breite $2\sigma_\vartheta=25.3$ mrad wurde für den Lichtring im idealen System gewählt, damit das Übersprechen im realen System mit Positionsfehlern ca. -10 dB beträgt. Das Übersprechen in einem idealen System wäre in diesem Fall -15.8 dB. Die Winkelbreite 25.3 mrad kann man mit einer Faserlänge von 2 m und $D=2\cdot 10^{-5}$ rad²/m - typische Konstante der Modenkopplung der heutigen MUF - erreichen.

Abbildung 4-35 und Abbildung 4-36 zeigen das Übersprechen im 10-Kanal System in Abhängigkeit der Herstellungstoleranz des Multiplexers bzw. des Demultiplexers, wenn der jeweils restliche Teil des Systems fehlerfrei ist. Auch aus diesen Diagrammen ist ersichtlich, dass der Multiplexer mit einer Makrolinse deutlich genauer hergestellt werden muss als der Demultiplexer. Im Demultiplexer erhöht 10 µm Toleranz das Übersprechen um 3 dB, während im Multiplexer dafür nur 5 µm Toleranz zulässig ist.

Abb. 4-35. Übersprechen im Multiplexer mit Makrolinse

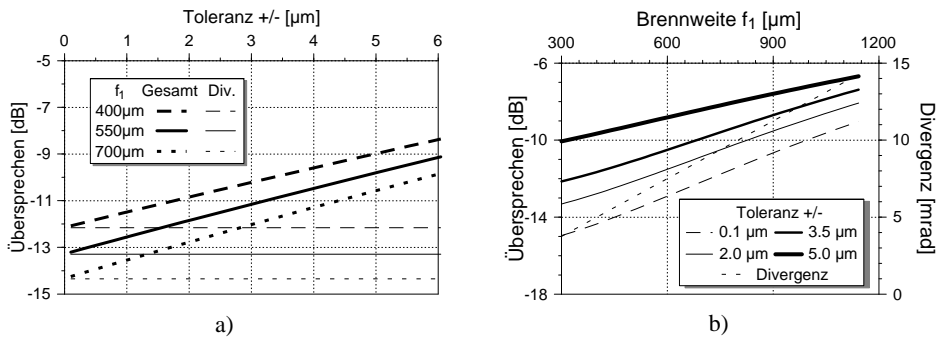
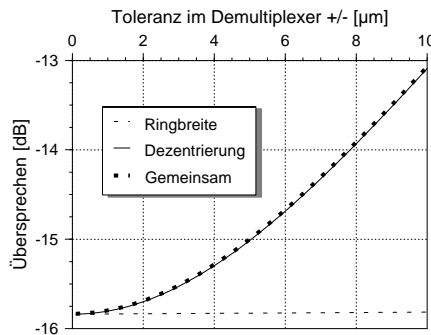


Abb. 4-36. Übersprechen abhängig von der Herstellungstoleranz im Demultiplexer



Diese zusätzlichen Übersprechen-Werte dürfen nicht aufaddiert werden, um das Übersprechen im gesamten System zu berechnen, weil die Fehler am CGH, die zur Steigerung des Übersprechens führen, nicht linear unabhängig sind. (Siehe z.B. Übersprechen aufgrund der Radiusfehler und der Dezentrierung auf vorheriger Seite) Trotzdem muss ein Kompromiss zwischen dem Verlust und dem Übersprechen des gesamten Systems mit der Herstellungstoleranz und mit der Brennweite f_1 aufgrund der Diagramme in den Abbildungen 4-26, 4-35 und 4-36 gefunden werden.

Zuerst kann die Brennweite f_1 der Mikrolinse im Multiplexer aufgrund Abbildung 4-26 und 4-35b grob gewählt werden. In Abbildung 4-35b zeigen die gestrichelten Linien die Divergenz des Gauß-Strahls bei der Einkopplung und das daraus resultierende Übersprechen in einem ideal justierten System in Abhängigkeit der Brennweite f_1 . Es ist ersichtlich, dass eine kleinere Brennweite für ein kleineres Übersprechen

günstiger ist. Andererseits zeigt Abbildung 4-26, dass eine besonders kleine Brennweite wegen der Einfügedämpfung nur mit sehr kleiner Toleranz realisierbar ist. Nach erster Schätzung der Brennweite f_1 und der Toleranz können diese beide Parameter iterativ weiter optimiert werden, um vernünftige Werte für Einfügedämpfung und Übersprechen zu erlangen.

Für eine konkrete Betrachtung wird nun die Brennweite $f_1=575\text{ }\mu\text{m}$ und eine Herstellungstoleranz von $3.5\text{ }\mu\text{m}$ für den Multiplexer gewählt. In diesem Fall ist die Divergenz des Gauß-Strahls 7 mrad und allein aufgrund dieser Divergenz wird das Übersprechen im System von -15.8 dB (fehlerfreies System mit ebene Welle am Eingang der MUF) auf -13.2 dB erhöht. Die Toleranz von $3.5\text{ }\mu\text{m}$ steigert diesen Wert wegen eines falschen Einkoppelwinkels weiter auf -10.7 dB und erlaubt eine Einfügedämpfung von 1.4 dB . Folglich verschlechtert allein der Multiplexer das Übersprechen im System um 5 dB .

Würde der Multiplexer das Übersprechen nicht erhöhen, dann würde eine Toleranz von $7\text{ }\mu\text{m}$ im Demultiplexer das Übersprechen um 1.5 dB steigern. Da sich die Übersprech-Werte nicht einfach addieren, darf die Toleranz von $7\text{ }\mu\text{m}$ für den Demultiplexer und $3.5\text{ }\mu\text{m}$ für den Multiplexer gewählt werden, damit das Übersprechen im gesamten System -9.9 dB beträgt.

Verluste am Detektor

Bisher wurde das gesamte Übertragungssystem bis auf den Detektor durchgerechnet. Die Einfügedämpfung wurde am Eingang der MUF bestimmt und das Übersprechen im gesamten System berechnet. Im System können Verluste noch wegen der Dämpfung der MUF, der Effizienz des CGHs und der falschen Position des Spots am Detektor entstehen. In diesem Abschnitt wird der Verlust wegen der falschen Position des Spots am Detektor bestimmt.

Der Positionsfehler des Spots am Detektor (Abbildung 4-22 auf Seite 110) wurde im Abschnitt "Fehler in der Detektorebene" ab Seite 104 berechnet. Dieser Fehler muss als Verlust ausgedrückt werden. Die Intensitätsverteilung zwischen der zweiten Linse des Demultiplexers und einem Detektor wird heuristisch beschrieben, und anhand dieser Verteilung wird der Verlust berechnet.

Die Detektoren sind entlang eines etwas breiteren Mantels eines schrägen Kegels beleuchtet. (Siehe die gespiegelte Abbildung 4-20 auf Seite 102) Im Idealfall befindet sich der Detektor an der Spitze des Kegels und das Ende der MUF wird auf den Detektor abgebildet. Wenn inkohärentes Licht in die MUF eingekoppelt wird, leuchtet der Faserkern homogen. Bei einer kohärenten Beleuchtung kann man tausende leuchtende Punkte am Ende der Faser beobachten, ähnlich wie Speckels im aufgewei-

teten Laserstrahl, aber die scharfe Kante des Faserkerns kann man noch immer erkennen. Deshalb wird das Bild des Faserendes in der Detektor-Ebene mit einer Verteilung beschrieben, die im Spot konstant und außerhalb des Spots Null ist.

Im Fernfeld der MUF kann man einen Ring mit Gauß-Verteilung beobachten, folglich muss die stufenförmige Verteilung des Bildes (Faserendes) in Richtung der 2. Linse des Demultiplexers in eine Gauß-Verteilung übergehen. Wenn der Kegel um die optische Achse zentriert ist, dann kann diese Verteilung mit der folgenden Funktion beschrieben werden:

$$I_{Kegel}(r, z) = I_{HalbKegel}(r, z) + I_{HalbKegel}(-r, z)$$
$$I_{HalbKegel}(r, z) = C(z) \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\operatorname{atan}((r + r_{Spot})/z) - \vartheta_K}{\sigma_\vartheta} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\operatorname{atan}((r - r_{Spot})/z) - \vartheta_K}{\sigma_\vartheta} \right) \right) \quad [4-113]$$

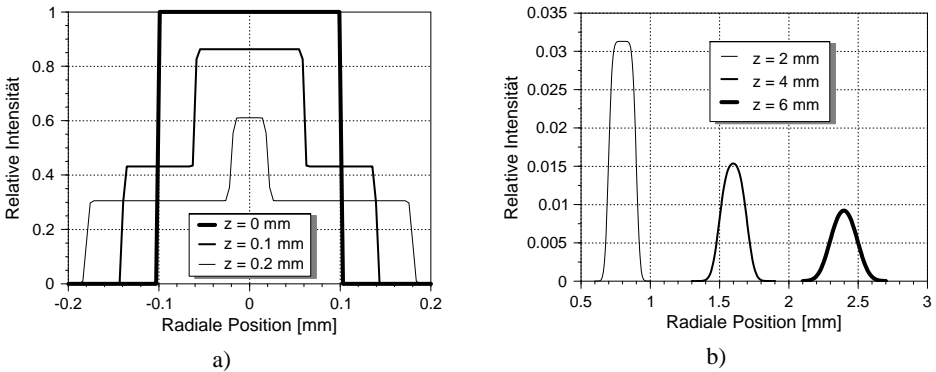
wobei r_{Spot} der Radius des Spots im Bild, ϑ_K der Öffnungswinkel des Kegels (Einkoppelwinkel) und σ_ϑ die Verbreiterung des Mantels (Winkelbreite des Kanals) ist. Weiterhin ist z der Abstand zum Bild und r ist die radiale Koordinate in der XY-Ebene. Der Normierungsfaktor $C(z)$ ist abhängig von z . Wenn die Verteilung in der

XY-Ebene noch kreisförmig ist, d.h. $z \leq r_{Spot}/\tan \vartheta_K$, dann $C(z) = \frac{r_{Spot}^2/4}{r_{Spot}^2 + (z \tan \vartheta_K)^2}$

und wenn die Verteilung ringförmig ist, d.h. $z \geq r_{Spot}/\tan \vartheta_K$, dann $C(z) = r_{Spot}/(8z \tan \vartheta_K)$. Um die weiteren Berechnungen zu vereinfachen, wird der Kegel nicht schräg transformiert. Da die Leistung nur in der Nähe eines Detektors bestimmt werden muss, bleibt der Fehler wegen der Vernachlässigung des schrägen Verlaufs sehr klein.

Die Diagramme in Abbildung 4-37 zeigen Intensitätsverteilungen zwischen dem Detektor und der Linse in verschiedenen z -Ebenen, die mit der Formel (4-113) für $\vartheta_K=0.38$ rad, $\sigma_\vartheta=13$ mrad und $r_{Spot}=0.1$ mm berechnet wurden. In Abbildung 4-37b ist ersichtlich, wie die stufenförmige Verteilung des Bildes in eine Gaußsche Verteilung in Richtung der Linse zerfließt. Die Verteilung kann bis zu einer Entfernung von 200 μ m vom Detektor, mit guter Näherung als die Summe zweier stufenförmiger Verteilungen bestimmt werden, wie Abbildung 4-37a zeigt. Wenn weiterhin die Herstellungstoleranz des 10-Kanal Demultiplexers 10 μ m ist, ist das Bild des Spots beim Detektor maximal um 50 μ m axial verschoben. Demzufolge ist es ausreichend die Schnittfläche zweier Kreise zu berechnen, um die Leistung über dem Detektor zu bestimmen.

Abb. 4-37. Intensitätsverteilung in der Nähe eines Detektors



Die Schnittfläche zweier Kreise mit dem Radius r_s und r_d ist [?]:

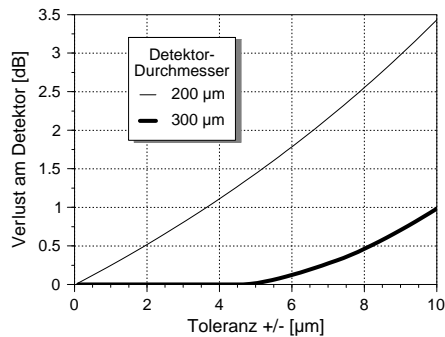
$$A(r_s, r_d, dx) = r_s^2 \arccos\left(\frac{dx^2 - r_d^2 + r_s^2}{2 \cdot dx \cdot r_s}\right) + r_d^2 \arccos\left(\frac{dx^2 + r_d^2 - r_s^2}{2 \cdot dx \cdot r_d}\right) + \frac{1}{2} \sqrt{(r_d + r_s - dx)(r_d + r_s + dx)(dx + r_d - r_s)(dx - r_d + r_s)} \quad [4-114]$$

wobei dx der Abstand zwischen den Mittelpunkten der Kreise ist. Mit der Formel (4-114) wurde der Verlust am Detektor im 10-Kanal Demultiplexer (Tabelle 4-5 auf Seite 101) berechnet. Der Verlust am Detektor ist in Abhängigkeit der Herstellungstoleranz in Abbildung 4-38 dargestellt. Wenn der Durchmesser des Detektors gleich dem Durchmesser des Spots (200 μm) ist, dann ist der Verlust am Detektor bereits bei einer Herstellungstoleranz vom 3.5 μm größer als 1 dB. Dieser Verlust kann durch eine größere Detektorfläche reduziert werden.

Zusammenfassung

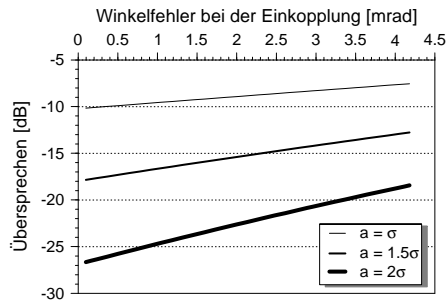
Mit der Toleranzanalyse wurde gezeigt, dass ein 10-Kanal Demultiplexer für die Datenübertragung mit Winkelkodierung mit der Genauigkeit der heutigen Feinmechanik hergestellt werden kann. Der integrierte 10-Kanal Multiplexer mit der Makrolinse braucht eine etwa doppelt so hohe Genauigkeit wie der Demultiplexer. Hauptursache für die hohe Genauigkeit ist die Notwendigkeit einer möglichst großen Vergrößerung und der damit verbundene Verlust bei der Einkopplung. Die Toleranz im Multiplexer kann man vergrößern, indem man statt der Makrolinse ein Feld von Mikroprismen nimmt (Abbildung 4-8 auf Seite 79).

Abb. 4-38. Verlust am Detektor im 10-Kanal Demultiplexer



Mit der Verwendung von Mikroprismen wird die Herstellungstoleranz durch das Übersprechen im System bestimmt. In diesem Fall erhöht der Multiplexer das Übersprechen hauptsächlich wegen des falschen Kopplungswinkels. Abbildung 4-39 zeigt das Übersprechen im Übertragungssystem in Abhängigkeit des Fehlers des Kopplungswinkels, wenn der Lichtring im Demultiplexer 1, 1.5 und 2fach schmaler ist als die Ringbreite des CGHs. Der Winkelfehler im Multiplexer stammt von der falschen Position der Lichtquelle und vom Winkelfehler des Prismas. Wenn die Kollimationslinse hinter der Lichtquelle eine Brennweite von ca. 1 mm hat und der Winkelfehler des Prismas kleiner als 1 mrad ist, entspricht 1 μm Herstellungstoleranz ca. 1 mrad Winkelfehler. Demzufolge ist in diesem Multiplexer auch eine Toleranz von 5 μm zulässig, was schon kostengünstig mit Standard Aufbautechniken realisiert werden kann.

Abb. 4-39. Übersprechen in Abhängigkeit des falschen Kopplungswinkels



Alle wichtigen Formeln in diesem Kapitel wurden in einer C++ Klasse zusammengefasst. Dazu wurde eine graphische Bedienungs Oberfläche mit der Qt 1.4 und Qwt 0.2

Programmbibliothek erstellt. In diesem Programm, “ADM Designer”, können alle Parameter des integrierten Multiplexers mit der Makrolinse, alle Parameter der MUF und des Demultiplexers geändert und Übersprechen- und Verlust-Werte in Abhängigkeit dieser Parameter dargestellt werden. Abbildung 4-40 zeigt das Eingabefeld des Programms und die Abbildung 4-41 zeigt das Übersprechen in einem idealen System in Abhängigkeit der Kanalzahl.

Abb. 4-40. Eingabefeld des Programms “ADM Designer”

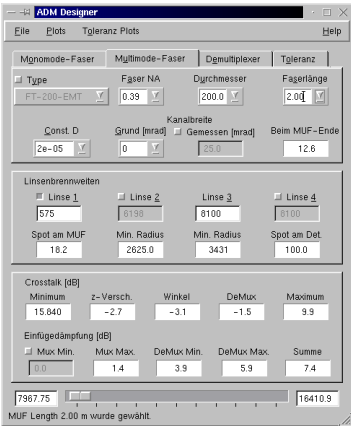
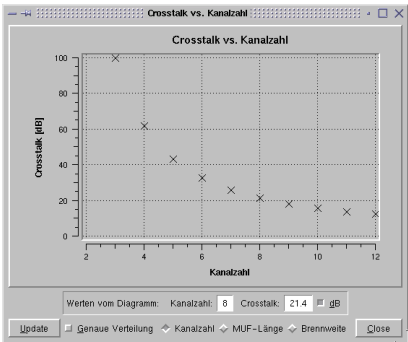


Abb. 4-41. Übersprechen in Abhängigkeit der Kanalzahl



Charakterisierung

In Rahmen dieser Arbeit wurde eine experimentelle Demultiplexer-Einheit für die Übertragung von 13 Kanälen mit -10 dB Übersprechen realisiert. In diesem Kapitel wird über die Testergebnisse des Demultiplexers berichtet. Zum Design des Demultiplexers wurde die Konstante der Modenkopplung von 3 verschiedenen Fasern gemessen und die Breite der Lichtringe im Fernfeld der MUF bestimmt. Mit diesem Messaufbau wurde auch geprüft, wie empfindlich die MUF auf Biegen ist und ob das Übertragungssystem auch industriell einsetzbar ist.

Weiterhin wurde versucht, in die MUF mit der Taille eines divergenten Gauß-Strahls einzukoppeln. Die Winkelbreite der Lichtringe wurde am Ende der MUF in Abhängigkeit der Position der Taille gemessen.

Bestimmung von Parametern einer Multimode-Faser

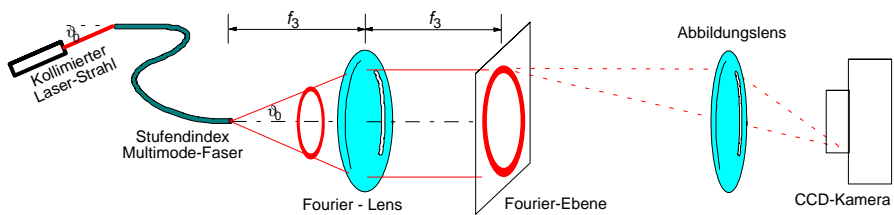
Die Faser-Hersteller geben unter anderem die Brechungsindizes der Fasermaterialien, die geometrischen Parameter und die Numerische Apertur der Faser an, aber die Konstante der Modenkopplung D wird im Allgemeinen nicht gemessen. Die Kenntnis des D -Wertes ist für die Datenübertragung mit Winkelkodierung sehr wichtig, weil man anhand des D -Wertes berechnen kann, wie viele Kanäle über eine bestimmte Länge mit einem bestimmten Übersprechen übertragen werden können. (Abbildung 4-30 auf Seite 120)

Zur Messung der Konstante der Modenkopplung wurde die Tatsache ausgenutzt, dass der Lichttring im Fernfeld der MUF näherungsweise eine Gaußsche Verteilung hat (Formel 4-7 auf Seite 73):

$$P(\vartheta, z) = P_0(A, z) \exp\left(-\frac{(\vartheta - \vartheta_0)^2}{4Dz}\right) \sqrt{\frac{4Dz}{2\vartheta_0\vartheta}} \quad [4-115]$$

und die Breite der Gauß'schen Verteilung mit der Länge der Faser wächst gemäß $\sigma_\vartheta = \sqrt{4Dz}$. Ein kollimierter Laserstrahl wurde unter einem festen und bekannten Winkel ϑ_0 in die MUF eingekoppelt und die Feldverteilung am Austritt der MUF mit einer hochgeöffneten Linse Fourier-transformiert (Abbildung 4-42). Somit konnte das Fernfeld der MUF in der Fourier-Ebene der Linse mit einer Kamera beobachtet werden. In die Fourier-Ebene wurde kein Schirm gestellt, weil jeder Schirm streut und damit die Ringe verbreitert, d. h. die Messergebnisse verfälscht.

Abb. 4-42. Schematische Anordnung zur Messung der Faserparameter



Das Bild der Kamera wurde in einem Rechner gespeichert und die Ringe im Bild mit Hilfe nicht linearer Optimierung (Levenberg-Marquardt Algorithmus[] von Gnuplot[]) an die Gaußsche Verteilung (4-115) angepasst. Auf diese Weise wurde σ_ϑ in Abhängigkeit der Faserlänge und des Einkopplungswinkels ermittelt. Anhand der

Gleichung $\sigma_{\vartheta}(\vartheta_0)^2 = 4D(\vartheta_0)z$ kann die Konstante der Modenkopplung D mit einer linearen Regression als Funktion des Einkopplungswinkels bestimmt werden.

Die Messung wurde mit zwei Stufenindex Glasfasern (FT-200-EMT und FT-200-URT) und mit einer Plastikfaser durchgeführt. Der Fasertyp FT-200-EMT hat eine NA von 0.39 und die Längen von 0.38 m, 1.84 m, 7.81 m und 20 m, der Fasertyp FT-200-URT hat eine NA von 0.48 und die Längen von 0.47 m, 1.81 m und 7.29 m. Der Kerndurchmesser von jeder Faser beträgt 200 μm .

Abb. 4-43. Konstante der Modenkopplung abhängig vom Einkopplungswinkel

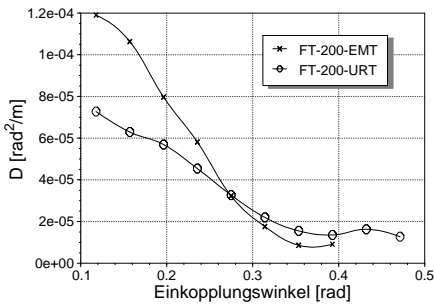
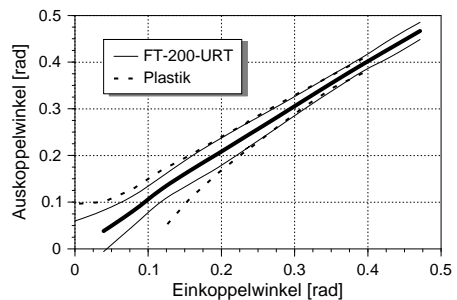


Abb. 4-44. Vergleich der Plastikfaser mit einer Glasfaser bezüglich der Ringbreiten



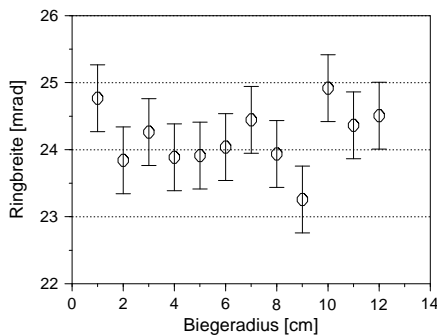
In Abbildung 4-43 sind die gemessenen D -Werte der Glasfasern in Abhängigkeit des Einkoppelwinkels dargestellt. Im Gegensatz zur Annahme vom Glode[] ist die Konstante der Modenkopplung in hohem Maß abhängig vom Einkopplungswinkel. Die Moden, die unter kleinerem Winkel eingekoppelt werden, werden schneller breiter (erreichen die gleiche Breite bei kürzerer Faserlänge) als die unter größerem Einkoppelwinkel.

Der D -Wert der Plastikfaser konnte nicht bestimmt werden, weil die Faser nur in einer Länge (3.41 m) vorhanden war. Die Messdaten der Plastikfaser sind mit den Messdaten der URT Glasfaser mit der Länge von 1.81 m in Abbildung 4-44 verglichen. Die dicke Linie zeigt den Winkel am Ausgang, bei dem die Intensität maximal ist und die dünneren Kurven zeigen die Winkel, bei denen die Intensität $1/e$ der maximalen Intensität beträgt. Die Messdaten der beiden Fasern sind ab dem Einkoppelwinkel 0.2 rad ungefähr gleich, folglich ist der D -Wert der Plastikfaser kleiner als der D -Wert der URT Glasfaser. Das heißt, die Plastikfasern sind auch für die Datenübertragung mit Winkelkodierung geeignet.

Prüfung der Empfindlichkeit gegen Biegen

Mit dem in Abbildung 4-42 gezeigten Messaufbau kann auch die Empfindlichkeit der Faser gegen Biegen getestet werden. Hierzu wurde in die Faser unter einem festen Winkel eingekoppelt und die Faser entlang eines Viertelkreisumfangs mit verschiedenen Radien gebogen. Abbildung 4-42 zeigt, dass die Änderung der Ringbreite kleiner als die Auflösung von 0.5 mrad der Messung war. Das Winkelspektrum eines Kanals ist typischerweise 30 mrad. Demzufolge ist das Übertragungssystem praktisch unempfindlich gegen Biegen.

Abb. 4-45. Ringbreite abhängig vom Biegeradius

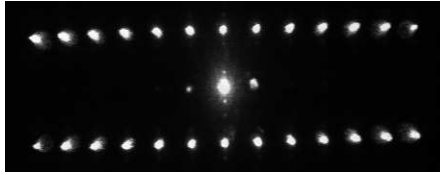


Messungen des Übersprechens mit einem experimentellen Demultiplexer

Aufgrund der gemessenen Breite der Lichtringe wurde ein Demultiplexer für 13 Kanäle mit -10 dB Übersprechen entwickelt. Das CGH im Demultiplexer wurde als Amplituden-Gitter hergestellt. Abbildung 4-46 zeigt das Beugungsbild des CGHs, wenn alle Kanäle gleichzeitig ausgeleuchtet sind. In Abbildung 4-46 ist die 1. Beugungsordnung und die 0. Beugungsordnung des Amplituden-Gitters zu sehen. Beim Phasen-Gitter können die unerwünschten 0. und -1. Beugungsordnungen deutlich unterdrückt werden und nahezu 100% der Intensität kann in die +1. Beugungsordnung abgelenkt werden. Mit einem geeigneten Design des CGHs können die Kanäle auf beliebigen Detektor-Anordnung abgelenkt werden, ein Kanal kann sogar auf mehrere Detektoren abgebildet werden (Fan-Out).

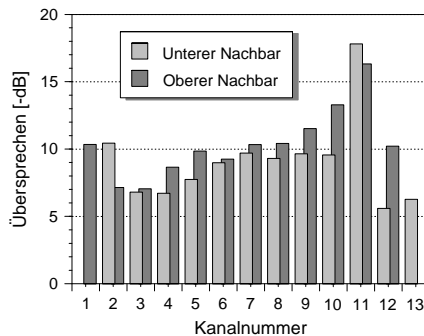
Ein experimenteller Demultiplexer wurde mit dem 13-Kanal Amplituden-Gitter und mit zwei asphärischen Linsen mit der Brennweite $f_3=f_4=8.0$ mm und $NA=0.5$ aufgebaut (Abbildung 4-11 auf Seite 84). Da kein Feld von Detektoren vorhanden war, wurde die Detektor-Ebene mit einem einzelnen Detektor abgetastet und somit das

Abb. 4-46. Beugungsbild eines CGHs für 13 Kanälen



Übersprechen im System ermittelt. Das Licht wurde in jeweils nur einen Kanal eingekoppelt und die Leistung in den anderen Kanälen gemessen. Die in Nachbarkanäle eingekoppelte Leistung wurde mit der Leistung dieser Kanäle verglichen, wenn diese Kanäle aktiv sind. Die Messung wurde mit der EMT Faser mit einer Länge von 7.81 m durchgeführt. Die gemessenen Übersprechen-Werte sind in Abbildung 4-47 dargestellt. Nur in 4 Kanälen wurde ein Übersprechen schlechter als -10 dB gemessen, in Kanal 11 ist das Übersprechen sogar besser als -16 dB.

Abb. 4-47. Übersprechen von 13 Kanälen



Die Übersprechen-Werte sind inhomogen, weil das CGH für gleiche Kanalbreite (Lichtringbreite) geplant war und das Winkelspektrum der äußeren Kanäle kleiner ist, wie es auch Abbildung 4-44 zeigt. Das Übersprechen kann man verbessern, indem man die Kanäle mit größerer Winkeldifferenz in die MUF einkoppelt. Dadurch muss man allerdings eine kleinere Anzahl von Kanälen in der Faser in Kauf nehmen.

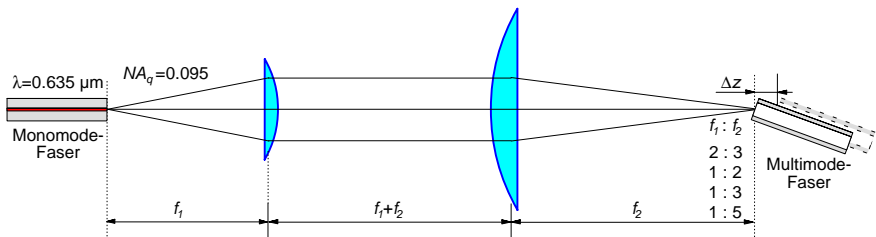
Charakterisierung der Gauß-Taille bei der Einkopplung

In einem Übertragungssystem mit Winkelkodierung ist die Winkelbreite der Kanäle im Demultiplexer ein sehr wichtiger Parameter, weil die Zahl der übertragbaren Kanäle von diesem Parameter umgekehrt proportional abhängig ist. Das Winkelspek-

trum eines Kanals am Ende der MUF ergibt sich aus der Verbreiterung des Kanals in der MUF und aus dem Winkelspektrum des eingekoppelten Lichtes (plus die Verbreiterung des Winkelspektrums wegen der Kopplungsfläche, die in der meisten Fällen vernachlässigbar ist.) Da beide Ursachen die gleiche Größenordnung haben können, ist es wichtig zu wissen, wie groß das Winkelspektrum des eingekoppelten Lichtes ist. Meistens kann man nur diesen Parameter ändern, die Verbreiterung in der MUF aber nicht.

Wenn der Multiplexer mit Mikrolinsen und einer Makrolinse aufgebaut wird (siehe Abbildung 4-8 auf Seite 79), dann wird die Gauß-Taille der Lichtquelle vergrößert auf die MUF abgebildet und ein leicht konvergenter Gauß-Strahl wird in die MUF eingekoppelt. Mit dieser Messung wurde geprüft, ob das ganze Winkelspektrum des Gauß-Strahles eingekoppelt wird.

Abb. 4-48. Schematische Anordnung der Beleuchtung zum Einkopplungstest

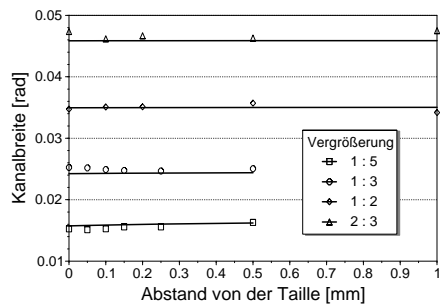


Die Winkelbreite des Kanals am Faserende wurde mit dem in Abbildung 4-42 skizzierten Aufbau gemessen, nur die Beleuchtung der MUF wurde geändert. Die MUF wurde mit Gauß-Strahlen mit verschiedener Divergenz beleuchtet. Die verschiedenen Divergenzen wurden mit einem 4f-Aufbau mit unterschiedlichen Vergrößerungen realisiert, wie es in Abbildung 4-48 dargestellt ist. Dabei wurde das Licht einer Monomode-Faser mit einer Linse kollimiert und nur die zweite Linse mit der Brennweite f_2 wurde ausgetauscht. Die NA der Monomode-Faser betrug 0.095.

Der Einkoppelwinkel und die MUF wurden so gewählt, dass die Winkelbreite am Faserende bei der Einkopplung mit ebener Welle möglichst klein ist. Deshalb wurde die EMT-Faser mit der Länge von 1.84 m genommen und mit dem Winkel von 0.034 rad eingekoppelt. Die Winkelbreite beträgt $\sigma_\theta = 10$ mrad in diesem Fall, wenn mit ebener Welle eingekoppelt wird. Die Meßergebnisse der Einkopplung mit divergentem Gauß-Strahl sind in Abbildung 4-49 mit Symbolen dargestellt. Die horizontalen kontinuierlichen Linien zeigen die theoretischen Divergenzen. Die Daten sind

auch in der Tabelle 4-8 aufgelistet. Der Unterschied zwischen den Meßergebnissen und der Theorie ist in der Größenordnung der Meßgenauigkeit von 0.5mrad.

Abb. 4-49. Winkelbreite ist unabhängig vom Abstand zur Taille



Um die Divergenzen der Gauß-Verteilung des Lichtringes im Fernfeld der MUF zu berechnen, muss die eingekoppelte Gauß-Verteilung mit der Verteilung gefaltet werden, die bei der Einkopplung mit ebener Welle entstehen würde. Bei dieser Faltung addieren sich die Divergenzen der Gauß'schen Verteilungen nicht linear, sondern die Quadrate der Divergenzen, deshalb ist die theoretische Divergenz eines Kanals am Ende der MUF $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_0^2}$. Folglich wird die Verbreiterung des Winkelspektrum in der Faser immer mehr vernachlässigbar, wenn das eingekoppelte Licht immer größere Divergenz hat. Es muss mit möglichst kollimiertem Licht in der MUF eingekoppelt werden, damit die Kanalbreite möglichst klein wird.

TABELLE 4-8. Theoretische Winkelbreite abhängig von der Divergenz des Gauß-Strahls

Vergrößerung	Divergenz des Gauß-Strahls σ_1	Theoretische Kanalbreite $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_0^2}$	Gemessene Kanalbreite
1 : 5	12.7 mrad	16.2 mrad	15.6 mrad
1 : 3	22.2 mrad	24.3 mrad	25.0 mrad
1 : 2	33.5 mrad	35.1 mrad	35.0 mrad
2 : 3	44.8 mrad	45.9 mrad	46.7 mrad

Wie auch die Meßergebnisse zeigen, kann sich ein Gauß-Strahl in einer Stufenindex Multimode-Faser mit großem Kerndurchmesser (vielen Moden) ähnlich ausbreiten wie im freien Raum, da das Modenspektrum in diesem Fall als quasi-kontinuierlich

betrachtet werden kann. Wenn der Durchmesser des Strahls bei der Einkopplung kleiner ist als der Kern der Faser, erreicht der Gauß-Strahl seine volle Divergenz, auch wenn diese Divergenz bei der Einkopplung kleiner ist - die Taille wird auf die Eintrittsfläche der MUF positioniert. Die eingekoppelte Divergenz wird erst dann kleiner, wenn man von einem Gauß-Strahl mit dem Kern der Faser nur einen Teil ausschneidet. Aber im Multiplexer gibt es immer so kleine Strahldurchmesser und Divergenz, dass dieser Fall auch bei starker Dejustage nicht vorkommen kann. Wenn man mit sehr kleiner Divergenz einkoppeln will, darf man das Licht der Quelle nur kollimieren und eventuell mit Mikroprismen ablenken.

Zusammenfassung

In einer ausführlichen Design- und Toleranzanalyse wurde gezeigt, dass das optische Übertragungssystem mit Winkelkodierung für eine faser-optische Verbindung über eine kurze Strecke sehr gut geeignet ist. Mit diesem Verfahren können mehrere Kanäle mit der Bandbreite der gradientenindex Multimode-Faser in einer einzelnen stufen-index Multimode-Faser übertragen werden. Damit sind weniger Kabel und Stecker nötig. Im Vergleich mit TDM (Time Division Multiplexing) ist keine Steuer-Elektronik in den Multiplexer und Demultiplexer Modulen erforderlich. Weiterhin kann die Winkelkodierung mit anderen Multiplexing-Techniken, wie TDM oder WDM kombiniert werden.

Mehrere Anordnungen wurden für Multiplexer und Demultiplexer behandelt. Das Potential der Mikro-Integration wurde mit detaillierter Toleranzanalyse untersucht. Das Ergebnis ist, dass der Demultiplexer mit der Genauigkeit der heutigen Feinmechanik einfach und kostengünstig realisierbar ist. Zur Montage des Multiplexers ist eine passive Feinjustage der einzelnen Komponenten nötig, um Signale mit -10 dB Übersprechen über 10 m zu übertragen.

Ein experimenteller Demultiplexer wurde für 13 Kanäle mit -10 dB Übersprechen verwirklicht und charakterisiert. Durch experimentelle Ergebnisse wurde die Realisierbarkeit der Winkelkodierung bestätigt. Weiterhin wurde gezeigt, dass das Verfahren genauso unempfindlich gegen der Belastungen der Umgebung ist wie Standardfasern.

Von der Analyse des Multiplexers und Demultiplexers kann einfach abgeleitet werden, wie die Eigenschaften (Übersprechen, Verlust, Kanalzahl) eines Übertragungssystems mit Winkelkodierung (Angular Division Multiplexing -ADM) verbessert werden können. Weitere Arbeit ist nötig für die Wahl bzw. Entwicklung optimaler optischer Komponenten, wie Lichtquellen mit kleiner Divergenz, Multimode-Fasern

mit kleiner Modenkopplungskonstante und Phasen statt Amplituden-Hologramme als CGH. Weiterhin ist die Integration des Multiplexers und Demultiplexers in kompakte Faserstecker geplant.

Da das ADM nur für kurze Strecken geeignet ist, ist dieses Verfahren für parallele Verbindungen zwischen Platinen, in Multiprozessor-Systemen, in Cluster-Systemen oder in der Industrie bis zu 100 m für die störungsfreie Übertragung analoger Signale anwendbar. In der näheren Zukunft ist die Forschung von Erweiterungsmodulen zu ADM geplant. Mit einem rein optischen Modul können unter Intensitätsverlust die Signale aufgefrischt - die Winkelbreite der Kanäle reduziert - und somit die Signale über längere Strecke übertragen werden. Mit einem Add/Drop-Modul kann eine Ring-Topologie aufgebaut werden. Mit der Verwendung von Faserbändchen kann die Kanalzahl erhöht werden und auf diese Weise zweidimensionale Datenfelder übertragen werden.

Beschreibung des Programms “ADM Designer”

Das Programm “ADM Designer” wurde entwickelt, um den Einfluß von Justagefehler zu analysieren. Die Berechnungen beruhen auf den in Kapitel 4 angegebenen analytischen Formeln. Das Programm erlaubt die graphische Darstellung von Verlusten und Übersprechen wahlweise idealer oder realer ADM-Systeme. In dieser Dokumentation werden die Ein- und Ausgabefelder zuerst allgemein beschrieben und dann die Bedeutung der einzelnen Ein- und Ausgaben detailliert erläutert. Alle Ausgaben über die Gesamtauswirkung aller betrachteten Justagefehler werden im Sinne eines worst-case Szenarios gemacht, d.h. alle Einzelfehler summieren sich zu einem Gesamtfehler auf.

Ein- und Ausgabekonventionen

Es bestehen mehrere Möglichkeiten für die Dateneingabe: Auswahl aus Listboxen, Eingabe von Werten und interaktives Belegen von einem aktuellen Wert mit Hilfe eines Schiebereglers. Beim Anwählen eines Angabefeldes wird dieser Schieberegler automatisch aktualisiert.

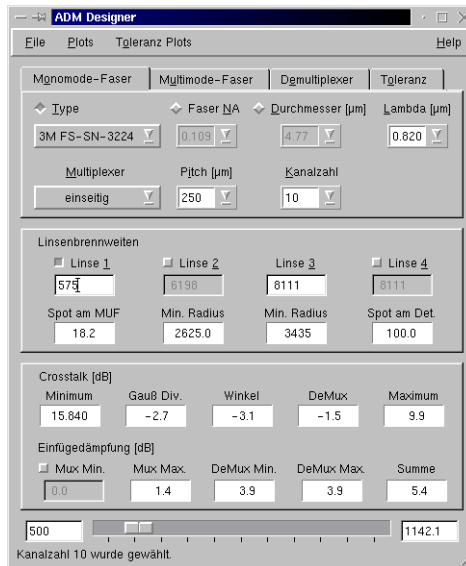
Jeder einzelne Eingabewert hat ein definiertes theoretisches Minimum und Maximum, welche vom Program überwacht werden.

Darüber hinaus hat jeder Eingabewert einen vom Anwender frei definierbaren Bereich (UserMin und UserMax). Bei Kombinationsfeldern für die Eingabe kann dieser Bereich durch Eintippen entsprechende Werte überschritten werden. Im Fall eines Eingabefeldes erscheint UserMin und UserMax automatisch neben der Scrollbar. Die Werte können durch Eintippen geändert werden.

Mit verschiedenen Radio- und CheckButtons kann gewählt werden, ob der Anwender einige Werte vorschreiben will, oder diese Werte automatisch berechnet werden sollen.

In den Ausgabe-Diagrammen wird das Intervall für die X-Achse von den UserMin und UserMax Werten genommen, die Y-Achse wird automatisch von dem Diagramm-Objekt skaliert.

Abb. 5-1. Hauptfenster des Programms “ADM Designer”



Parametereingabe für das ADM-System

Nach dem Starten des Programms “ADM Designer” erscheint das Hauptfenster des Programms (Abbildung 5-1). Am oberen Rand des Hauptfensters befindet sich eine Menüleiste, mit der verschiedene Ausgabefenster mit Diagrammen geöffnet werden können. Am unteren Rand des Hauptfensters befindet sich die Scrollbar, mit der man ausgewählte Eingabewerte interaktiv festlegen kann. Im oberen Drittel des Fensters liegt ein Auswahlregister. Es gibt ein Register für die Lichtquelle, eines für die Multimode-Faser, eines für den Demultiplexer und eines für die Toleranz.

Lichtquelle

Der Titel des Registers für die Lichtquelle lautet “Monomode-Faser” (Abbildung 5-2), da über sie das Licht in das ADM-System eingespeist wird. Hier kann aus einer ListBox eine Monomode-Faser Type ausgewählt werden, wenn das RadioButton “Type” eingedrückt ist. In diesem Fall wird die zu der Faser passende

Wellenlänge automatisch gewählt und aus die Faser-Daten die Gauß-Taille und die numerische Apertur (NA) der Lichtquelle bestimmt. Wenn das RadioButton “Faser NA” eingedrückt ist, kann die Divergenz der Lichtquelle NA_q (bei $1/e^2$ Intensitätswert) vorgeschrieben werden und die Gauß-Taille (“Durchmesser”) wird automatisch berechnet. Wenn das RadioButton “Durchmesser” eingedrückt ist, kann der Felddurchmesser der Lichtquelle in μm eingegeben werden. Dieser Wert wird als Gauß-Taille genommen und damit die NA der Lichtquelle bestimmt.

In der ListBox unter dem Label “Lambda” kann die Wellenlänge λ der Lichtquelle in μm eingetippt werden. Mit der ListBox “Multiplexer” kann man auswählen, ob die Lichtquellen nur auf einer Seite der Makrolinse angeordnet sind (Abbildung 4-8 auf Seite 79), oder auf beiden Seiten (Abbildung 4-9). Unter dem Label “Pitch” kann der Abstand zwischen den Lichtquellen in μm eingegeben werden und unter dem Label “Kanalzahl” die Zahl der Quellen.

Abb. 5-2. Eingabefeld der Lichtquelle

Multimode-Faser

In dem Eingabefeld mit dem Titel “Multimode-Faser” können die Parameter der Multimode-Faser eingegeben werden. (Abbildung 5-3) Wenn das CheckBox neben dem Label “Type” eingedrückt ist, kann die Faser FT-200-EMT oder FT-200-EMT gewählt werden und die Parameter dieser Faser werden automatisch eingestellt.

Wenn die CheckBox “Type” nicht eingedrückt ist, können die Parameter Faser NA, Durchmesser des Faserkerns in μm und die Konstante der Modenkopplung D in rad^2/m frei definiert werden. Die Grund-Kanalbreite beschreibt die Winkelverbreiterung in mrad wegen der Ein- und Auskopplung. Anhand dieser Faserparameter wird die Kanalbreite nach der Faserlänge in m berechnet und unter dem Label “Beim MUF-Ende” dargestellt. Wenn D und die Grund-Kanalbreite nicht bekannt sind, können diese Werte mit dem Eindrücken das CheckBox “Gemessen” ignoriert werden und

dann kann die Kanalbreite am Ende der MUF vorgeschrieben werden. Kanalbreite ist immer durch den $1/e$ Intensitätswert definiert und in mrad angegeben.

Abb. 5-3. Eingabefeld der Multimode-Faser

Mnmode-Faser	Multimode-Faser	Demultiplexer	Toleranz
<input type="checkbox"/> Type Faser NA Durchmesser Faserlänge			
FT-200-EMT 0.39 200.0 2.00			
Kanalbreite			
<input type="checkbox"/> Const. D Grund [mrad] <input type="checkbox"/> Gemessen [mrad] Beim MUF-Ende			
2e-05 0 25.0 12.6			

Demultiplexer

In dem Eingabefeld mit dem Titel “Demultiplexer” können die Parameter des computer-generierten Hologramms (CGH) und die Geometrie der Detektoren angegeben werden (Abbildung 5-4). Für das CGH kann die Maskenzahl M und die kleinste herstellbare Strukturgröße δ_{min} in μm vorgeschrieben werden. Mit der aktuellen Wellenlänge wird der maximale Ablenkswinkel berechnet (Formel 4-23 auf Seite 87).

In der Zeile “Detektorgeometrie” kann die Anordnung der Detektoren definiert werden. “Pitch” bedeutet der Abstand p_{Det} zwischen den Detektoren und “Abstand” ist der Abstand zwischen der 0. Beugungsordnung und der Detektorzeile in μm . (Abbildung 4-16 auf Seite 87) Unter dem Label “Radius” kann der Radius eines Detektors in μm angegeben werden.

Abb. 5-4. Eingabefeld des Demultiplexers

Mnmode-Faser	Multimode-Faser	Demultiplexer	Toleranz
Computer Generated Hologramm Maskenzahl Strukturgr. [μm] Ablenkswinkel			
1 1.5 0.277			
Detektor-geometrie Pitch Radius [μm] Abstand [μm]			
500 100 500			

Toleranz

In dem Eingabefeld mit dem Titel “Toleranz” können die Herstellungs- und Brennweitentoleranz in μm angegeben werden. (Abbildung 5-5) Mit verschiedenen Buttons kann ausgewählt werden, ob die axiale und laterale Toleranz im Multiplexer und Demultiplexer gleich sind oder nicht. Die Brennweitentoleranzen sind unabhängig von einander. Wenn die Linsen im Multiplexer identisch sind, kann nur ein Wert für diese Toleranz definiert werden.

Abb. 5-5. Eingabefeld der Toleranz

Monomode-Faser		Multimode-Faser		Demultiplexer		Toleranz	
Multiplexer				Demultiplexer			
<input type="checkbox"/> alle gleich							
Lateral [μm]		Axial [μm]		Lateral [μm]		Axial [μm]	
3.5	=	3.5		7.0	=	7.0	
df1 [μm]		df2 [μm]		df3 [μm]		df4 [μm]	
0.1		0.1		0.1		0.1	

Linsenbrennweiten

Im mittleren Teil des Hauptfensters befindet sich das Ein- und Ausgabefeld für die Linsen im ADM-System. (Abbildung 5-6) Die oben beschriebenen Parameter des Systems begrenzen die Brennweiten der Linsen und mit dieser Grenzen werden die theoretischen und die von Anwender definierten Minimum- und Maximum-Werte automatisch korrigiert. Nach dem Starten des Programms kann nur die Brennweite der Linse in dem Demultiplexer frei gewählt werden, die Linsenbrennweiten im Multiplexer werden automatisch auf den optimalen Grenzwert gesetzt. Alle Zahlen sind in diesem Feld in μm angegeben.

Abb. 5-6. Linsendaten

Linsenbrennweiten			
<input checked="" type="checkbox"/> Linse 1	<input checked="" type="checkbox"/> Linse 2	Linse 3	<input checked="" type="checkbox"/> Linse 4
575	6198	8111	8111
Spot am MUF	Min. Radius	Min. Radius	Spot am Det.
18.2	2625.0	3435	100.0

Wenn man die CheckBox bei der Linse 1 eindrückt, kann man mit der Brennweite der Mikrolinse im Multiplexer die Herstellungstoleranz (Verlust und Übersprechen) von Hand optimieren. Wenn die CheckBox bei der Linse 2 eingedrückt ist, kann die Brennweite der Makrolinse im Multiplexer größer gewählt werden und damit wird eine kleinere NA für die Kanäle zur Verfügung stehen.

Wenn die CheckBox bei der Linse 4 gewählt ist, können die Linsenbrennweiten im Demultiplexer unabhängig von einander angegeben werden und damit kann eine Vergrößerung oder Verkleinerung im Demultiplexer realisiert werden. Wenn diese CheckBox nicht eingedrückt ist, sind die Linsen im Demultiplexer gleich, d.h. die Vergrößerung ist eins.

In der unteren Zeile dieses Feldes gibt das Programm einige wichtige berechnete Größen des Systems aus. Von links nach rechts sind dies: der Spotradius an der Eintrittsfläche der MUF, der kleinste Radius der Makrolinse im Multiplexer, der kleinste Radius der Linsen im Demultiplexer und der Spotradius am Detektor.

Darstellung der Ergebnisse

Im unteren Drittel des Hauptfensters können die Verluste und Übersprechen-Werte im aktuellen ADM-System im dB abgelesen werden (Abbildung 5-7). In der oberen Zeile sind verschiedene Ergebnisse in Zusammenhang mit dem Übersprechen angegeben, in der unteren Zeile die Verluste.

Abb. 5-7. Ausgabefeld der Ergebnisse

Crosstalk [dB]				
Minimum	Gauß Div.	Winkel	DeMux	Maximum
15.840	-2.7	-3.1	-1.5	9.9
Einfügedämpfung [dB]				
<input checked="" type="checkbox"/> Mux Min.	Mux Max.	DeMux Min.	DeMux Max.	Summe
0.0	1.4	3.9	3.9	5.4

Obere Zeile (Übersprechen) von links nach rechts:

- “Minimum”: Übersprechen im fehlerfreien System, wenn eine ebene Welle in der MUF eingekoppelt wird.

Beschreibung des Programms “ADM Designer”

- “Gauß Div.”: Mit diesem Wert wird das Übersprechen im System wegen der Divergenz des eingekoppelten Gauß-Strahls erhöht.
- “Winkel”: Mit diesem Wert wird das Übersprechen im System wegen falschem Einkoppelwinkel erhöht.
- “DeMux”: Mit diesem Wert wird das Übersprechen im System wegen der Dejustage im Demultiplexer erhöht.
- “Maximum”: Maximales Übersprechen im gesamten dejustierten System mit der Einkopplung eines Gauß-Strahles. Die reale Position und Breite der ringförmigen Gauß-Verteilung wird bestimmt und das Übersprechen an der Stelle des äußersten Ringes am CGH mit einem 2dimensionalen numerischen Integral berechnet. (Formel 4-111 auf Seite 123)

Untere Zeile (Einfügedämpfung) von Links nach Rechts:

- “Mux Min.”: Einfügedämpfung wegen Spotgröße-Kerndurchmesser Verhältniss im fehlerfreien Multiplexer
- “Mux Max.”: Einfügedämpfung im dejustierten Multiplexer. Wenn dieser Verlust größer als 20 dB ist, d.h. der Spot trifft praktisch nicht mehr den Faserkern, dann erscheint hier der Text “SPOT”.
- “DeMux Min.”: Verluste aufgrund der Effizienz des Gitters und der Detektorgröße im fehlerfreien Demultiplexer
- “DeMux Max.”: Verluste im dejustierten Demultiplexer. Wenn dieser Verlust größer als 20 dB ist, d.h. der Spot trifft praktisch nicht mehr den Detektor, dann erscheint hier der Text “SPOT”. Wenn der Spot so weit verschoben ist, das er auch einen benachbarten Detektor beleuchtet, dann erscheint hier der Text “XTALK”.
- “Summe”: Verluste im gesamten dejustierten System. Wenn einer der Werte zu groß ist, dann erscheint auch hier der entsprechende Text. (worst-case)

Wenn einer der Systemparameter geändert wird, werden die entsprechenden Werte in diesem Feld sofort neu berechnet. Wenn man daran interessiert ist, wie sich diese Parameter in Abhängigkeit von Systemparametern ändern, kann man zahlreiche Diagramme aus der Menübar öffnen. Diese werden im folgendem detailliert beschrieben.

Die unter dem Menüpunkt “Plots” stehende Diagramme sind mit fehlerfreien Systemen berechnet, bei dem Menüpunkt “Toleranz Plots” sind auch die Toleranz im System betrachtet. Wo es Sinn hat, sind die Werte wahlweise in relativen Einheiten oder auch in dB darstellbar.

Wenn einige Parameter im ADM-System geändert werden, werden die Diagramme nicht automatisch neu berechnet. Hierzu muss das “Update” Button in dem entsprechenden Diagramm gedrückt werden. Man kann zwischen den Diagramm-Fenstern und dem Hauptfenster beliebig hin und her schalten. (Diese sind nicht-modal.) Jedes Fenster hat ein eigenes Layout-Management, d.h. jedes Fenster kann beliebig vergrößert werden, die Elemente im Fenster werden immer so positioniert und eventuell skaliert, dass man eine schöne Anordnung bekommt.

Beim Schließen eines Diagramm-Fensters wird das Diagramm nicht vom Arbeitsspeicher gelöscht, wird es nur nicht mehr dargestellt. Wenn man dieses Diagramm erneut öffnet, werden die alten Ergebnisse dargestellt, die man eventuell aktualisieren muss.

In jedem Diagramm kann ein Wert mit Hilfe der linken Maustaste abgelesen werden. Mit der rechten Maustaste kann man einen Zoom-Bereich auswählen und mit der mittleren Maustaste den Zoom deaktivieren.

Diagramme des fehlerfreien ADM-Systems

Intensitätsverteilung in der CGH-Ebene

Menüpunkt Plots->Intensität am CGH

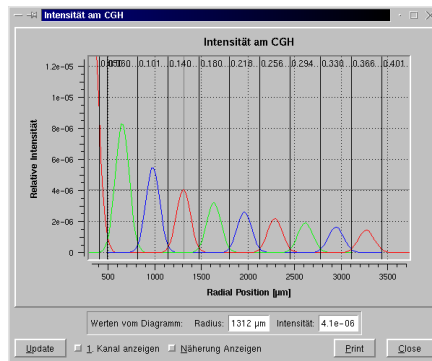
Dieses Diagramm zeigt die radiale Intensitätsverteilung aller Kanäle in der CGH-Ebene in Abhängigkeit der radialen Position. (Abbildung 5-8) Die Intensitäten sind in den Kanälen so normiert, dass die Leistung in jedem Kanal 1 ist. Neben dem exakten Verteilungen (Formel 4-6 auf Seite 73) können auch die genäherten Verteilungen (Formel 4-7) dargestellt werden. Da der erste Kanal deutlich höhere Intensitätswerte hat als die anderen Kanäle, kann diese Kurve unterdrückt werden. Neben den vertikalen Linien im Diagramm stehen die entsprechenden Einkoppelwinkel im Radian.

Übersprechen in den einzelnen Kanälen

Menüpunkt Plots->Crosstalk am CGH

Dieses Diagramm zeigt das Übersprechen für ein konkretes System in Abhängigkeit der Kanalposition. (Abbildung 5-9) Das Übersprechen wird jeweils für den unteren und oberen benachbarten Kanal bestimmt. Die genauen Werte sind anhand der Formel 4-7 mit numerischem Integral berechnet, die Näherung mit der Formel 4-100 auf

Abb. 5-8. Intensitätsverteilung in der CGH-Ebene im fehlerfreien System



Seite 119. Die Näherung wird mit steigendem Einkoppelwinkel genauer und zeigt die gleiche Tendenz, wie die genauen Werte. Im weiteren wird mit dem Übersprechen anhand des äußersten Kanals mit der Näherung gerechnet, weil dieser Wert nur ca. 0.1 dB größer als das exakte Wert ist und deutlich schneller bestimmt werden kann.

Übersprechen in Abhängigkeit von Kanalzahl, Faserlänge und Brennweite
Menüpunkt Plots->Crosstalk vs. N,L,F

Dieses Diagramm zeigt das Übersprechen in Abhängigkeit von Kanalzahl, Faserlänge oder Brennweite der Makrolinse im Multiplexer (Abbildung 5-10). Die Werte sind anhand des Übersprechens im äußersten Kanal dargestellt. Auch hier kann das genau berechnete Übersprechen mit der Näherung verglichen werden.

Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Brennweite der Mikrolinse
Menüpunkt Plots->Mux Effizienz

Dieses Diagramm zeigt die Einfügedämpfung (Formel 4-84 auf Seite 113) im Multiplexer in Abhängigkeit der Brennweite der Mikrolinse. (Abbildung 5-11) Aus einer kleineren Brennweite resultiert ein vergrößerter Spot am Kern der MUF und damit eine größere Einfügedämpfung. Man kann von 0 dB abweichende Einfügedämpfung erreichen, in dem man mehr als die 20fache Vergrößerung einstellt oder den Kerndurchmesser der MUF kleiner wählt.

Intensitätsverteilung in der Nähe des Detektors
Menüpunkt Plots->Intensität am Detektor

Abb. 5-9. Übersprechen in den einzelnen Kanälen im fehlerfreien System

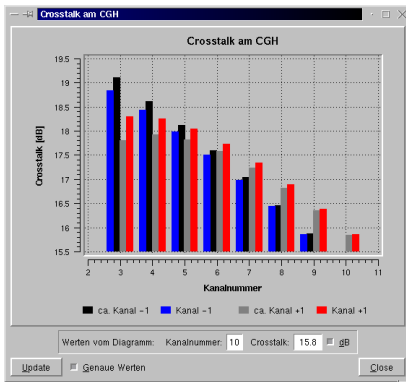
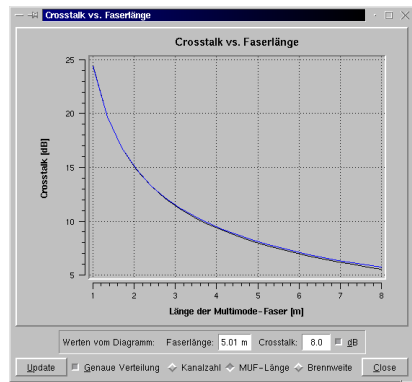


Abb. 5-10. Übersprechen abhängig von Kanalzahl, Faserlänge oder Brennweite



Dieses Diagramm zeigt die Intensitätsverteilung (Formel 4-113 auf Seite 127) in der Nähe eines Detektor. (Abbildung 5-12) Da dieses Diagramm nur für Testzwecke gedacht war, ist die Eingabe der benötigten Daten etwas komplizierter. Die Entfernung von der Detektor-Ebene wird von der axialen Toleranz im Demultiplexer genommen. Die Verteilung wird in Abhängigkeit der radialen Position dargestellt und die maximale radiale Koordinate wird von der lateralen Toleranz im Demultiplexer genommen. Deshalb müssen diese Toleranz-Werte deutlich verstellt werden um ein schönes Diagramm zu bekommen.

Die Effizienz-Kurven zeigen in diesem Diagramm, welche Leistung in einen Kreis mit dem entsprechenden Radius fällt. Die blaue Kurve ist mit einem numerischen Integral berechnet, die rote ist mit der analytischen Formel 4-114 auf Seite 128.

Diagramme mit Berücksichtigung der Toleranz

Intensitätsverteilung in der CGH-Ebene

Menüpunkt Toleranz Plots->Real Intensität am CGH

Dieses Diagramm zeigt die radiale Intensitätsverteilung aller Kanäle in Abhängigkeit der radialen Position, wenn die Kanäle wegen der Toleranz im Multiplexer mit einem falschen Winkel mit divergentem Gauß-Strahl eingekoppelt sind, aber der Demultiplexer fehlerfrei ist. (Abbildung 5-13) Die Intensitäten sind in den Kanälen so normiert, dass die Leistung in jedem Kanal 1 ist. Hierzu können die Intensitätsverteilungen des fehlerfreien Systems (Einkopplung mit ebener Welle) ein-

Abb. 5-11. Einfügedämpfung abhängig von der Brennweite der Mikrolinse

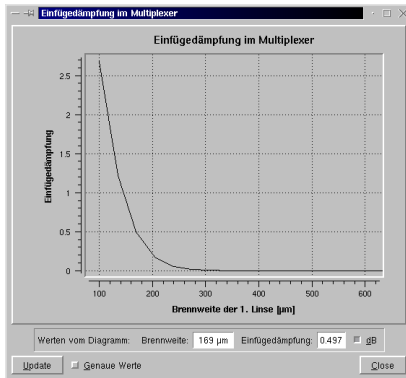
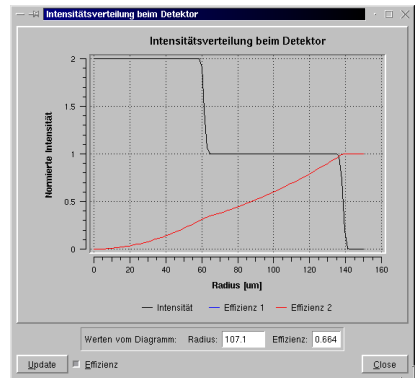


Abb. 5-12. Intensitätsverteilung in der Nähe des Detektors



und ausgeblendet werden. Da der erste Kanal deutlich höhere Intensitätswerte hat als die anderen Kanäle, wird diese Kurve nicht gezeigt. Neben den vertikalen Linien im Diagramm stehen die entsprechenden Einkoppelwinkel im Radian.

Übersprechen in den einzelnen Kanälen

Menüpunkt Toleranz Plots->Real Crosstalk am CGH

Dieses Diagramm zeigt das Übersprechen für ein konkretes System in Abhängigkeit der Kanalposition, wenn die Kanäle wegen der Toleranz im Multiplexer mit einem falschen Winkel mit divergentem Gauß-Strahl eingekoppelt sind, und das CGH im Demultiplexer dezentriert ist. (Abbildung 5-14) Das Übersprechen wird hier nur für den oberen benachbarten Kanal bestimmt. Die Werte (Real Kanal +1) sind anhand der Formel 4-110 auf Seite 123 mit einem 2dimensionalen numerischen Integral berechnet und mit den idealen (ebene Welle) analytischen Werten (Ideal Kanal +1) verglichen.

Mit den folgenden zwei Diagrammen kann man eine Toleranzanalyse für ein ADM-System durchführen.

Toleranz im Multiplexer

Menüpunkt Toleranz Plots->Crosstalk im Multiplexer

Dieses Diagramm ist relativ komplex (Abbildung 5-15). In der unteren Zeile kann ausgewählt werden, ob die Fehlerquellen oder die resultierten Fehler dargestellt werden. Wenn das RadioButton “Positionsfehler” eingedrückt ist (Abbildung 5-15a), werden die Fehlerquellen lateraler und axialer Positionsfehler des Spots am Eintritt

Abb. 5-13. Intensitätsverteilung in der CGH-Ebene im realen System

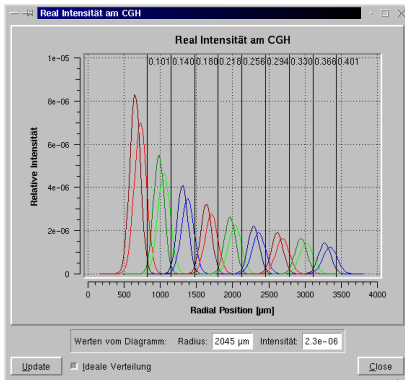
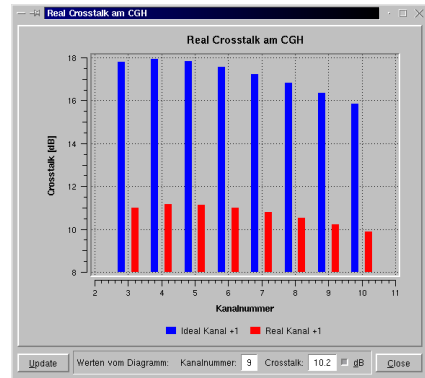


Abb. 5-14. Übersprechen in den einzelnen Kanälen im realen System



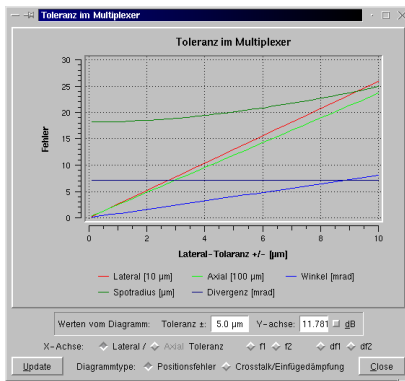
der MUF, die Spotgröße, der Winkelfehler der Einkopplung und die Divergenz des Gauß-Strahls bei der Einkopplung dargestellt. Die haben die angezeigten unterschiedlichen Einheiten.

Wenn das RadioButton “Crosstalk/Einfügedämpfung” eingedrückt ist (Abbildung 5-15b), werden die obigen Fehlerquellen in Übersprechen und in Einfügedämpfung umgerechnet. Die drei Übersprechen-Kurven sind die folgenden:

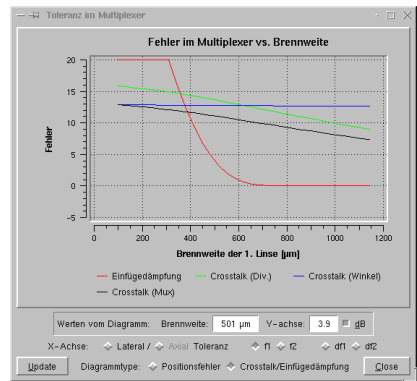
- Crosstalk (Div.) - grün: Übersprechen in einem sonst fehlerfreien System, wenn ein divergenter Gauß-Strahl in die MUF eingekoppelt wird.
- Crosstalk (Winkel) - blau: Übersprechen in einem sonst fehlerfreien System, wenn eine ebene Welle unter einem falschen Winkel in die MUF eingekoppelt wird.
- Crosstalk (Mux) - schwarz: Übersprechen verursacht durch ein dejustierten Multiplexer (divergenter Gauß-Strahl und falscher Einkoppelwinkel) - Demultiplexer ist dabei fehlerfrei.

Für die X-Achse kann einer von 6 Parametern ausgewählt werden: Die axiale und/oder die laterale Toleranz im Multiplexer, die Brennweite der Mikro- oder der Makrolinse oder die Toleranz der Brennweite dieser Linsen. Demzufolge können hier 12 verschiedene Diagramme dargestellt werden jeweils mit 5 oder 4 Kurven.

Abb. 5-15. Toleranz im Multiplexer



a)



b)

Toleranz im Demultiplexer

Menüpunkt Toleranz Plots->Crosstalk im Demultiplexer

Dieses Diagramm ist auch relativ komplex. (Abbildung 5-16) In der unteren Zeile kann ausgewählt werden, ob die Fehlerquellen am CGH oder das resultierte Übersprechen dargestellt werden. Wenn das RadioButon “Positionsfehler” eingedrückt ist, werden die Fehlerquellen falsche Ringbreite, Ringradius oder Ringzentrum gezeigt. In diesem Fall werden die Abweichungen von den idealen Werten in µm dargestellt.

Wenn das RadioButon “Crosstalk” eingedrückt ist, werden die obigen Fehlerquellen in Übersprechen umgerechnet. Die Übersprechen-Kurven sind so berechnet, als ob in einem fehlerfreien System nur ein Fehler (zB. falsche Position des Ringzentrums) auftreten würde. Die Kurve “Gemeinsam” zeigt das Übersprechen in einem System, in dem der Demultiplexer dejustiert, der Multiplexer fehlerfrei ist und eine ebene Welle in der MUF eingekoppelt wird.

Für die X-Achse kann einer von 4 Parametern ausgewählt werden: Die axiale und/oder die laterale Toleranz im Demultiplexer, die Brennweite der Linse oder die Toleranz der Brennweite der Linse. Demzufolge können hier 8 verschiedene Diagramme dargestellt werden jeweils mit 3 oder 4 Kurven.

Verlust am Detektor

Menüpunkt Toleranz Plots->Verlust am Detektor

Dieses Diagramm zeigt den axialen und lateralen Positionsfehler des Spots am Detektor und den davon resultierenden Signalverlust. (Abbildung 5-17) Eine vertikale Linie zeigt, bei welchem Parameter-Wert der Spot nicht mehr den Detektor (S.weg) trifft bzw. bei welchem Parameter-Wert der Spot eine derart falsche Position hat, dass auch ein Übersprechen auftritt (Xtalk)

Für die X-Achse kann einer von 6 Parametern ausgewählt werden: Die axiale und/oder die laterale Toleranz im Demultiplexer, die Brennweite der ersten oder zweiten Linse im Demultiplexer oder die Toleranz der Brennweite dieser Linsen.

Abb. 5-16. Toleranz im Demultiplexer

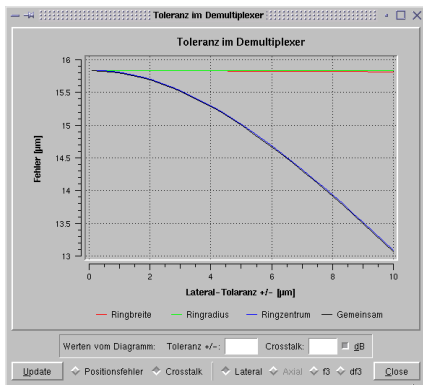
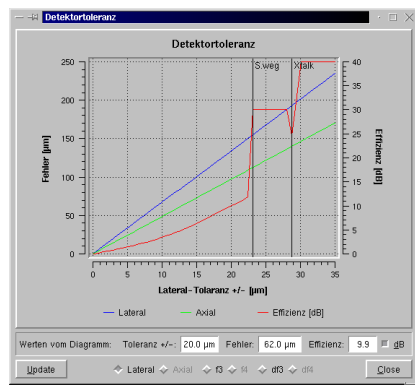


Abb. 5-17. Verlust am Detektor



Eigenschaften der erf(x) Funktion

Die erf(x) Funktion ist definiert durch

$$\int_0^r \exp\left(-\frac{(r-m)^2}{\sigma^2}\right) dr = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{r-m}{\sigma}\right) \quad [5-1]$$

Die Eigenschaften der erf(x) sind: erf(0)=0, erf(∞)=1 und erf(-x)=erf(x).

1. S. E. Miller "Integrated Optics: an Introduction", Bell. Syst. Techn. J. **48**, 2059-2068 (1969).
2. H. Nishihara, M. Haruna and T. Suhara, *Optical integrated circuits* (McGraw-Hill, New York, 1989)
3. J. Jahns and A. Huang "Planar integration of free-space optical interconnections", Appl. Opt. **28**, 1602-1605 (1989)
4. J. Jahns, Y. H. Lee, C. A. Burrus Jr. and J. L. Jewell "Optical interconnects using top-surface-emitting microlasers and planar optics", Appl. Opt. **31**, 592-597 (1992)
5. E. Tajahuerce, V. Climent, J. Lancis, M. Fernandez-Alonso and P. Andres "Achromatic Fourier transforming properties of a separated diffractive lens doublet: theory and experiment", Appl. Opt. **37**, 6164-6173 (1998)
6. A. Kirk, A. Goulet, H. Thienpont, N. McArdle, K.-H. Brenner, M. Kuijk, P. Hermans and I. Veretennicoff "A compact optical imaging system for arrays of optical thyristors", Appl. Opt. **36**, 3070-3079 (1997)
7. K.-H. Brenner "3D-Integration of Digital Optical Systems", in OSA, Optical Computing, 1991 Technical Digest Series, Vol. **6**, Salt Lake City Utah, MB2, 25-28 (1991)
8. D. Fey "Architekturen, Algorithmen und Technologien der optoelektronischen Rechentechnik" Habilitationsschrift, Friedrich-Schiller-Universität Jena
<http://www.minet.uni-jena.de/Math-Net/reports/shadows/99-06report.html>
9. K. H. Gulden, D. Ruffieux, K. Thelen, M. Moser, D. Leipold, J. Epler, H. P. Schweizer, E. Greger and P. Riel: "16x16 individually adressable top emitting VCSEL array with high uniformity and low threshold voltages", Optics in Computing, Mulhouse, France (1995) and: <http://www.csem.ch>, <http://www.vcsl.com>
10. X. Zheng, P. J. Marchand, D. Huang, O. Kibar, N. Ozkan and S. Esener "Design and Packaging of a Vertical Free-Space Opto-electronic Interconnect System",

- Technical Digest on "Optics in Computing", Snowmass, Colorado, 130-132 (1999)
11. S. Haselbeck, M. Eisner, H. Schreiber and J. Schwider "Reactive ion etching of microlens arrays into fused silica", Proc. NOIE, Wroclaw (1993)
 12. T. R. Dietrich, W. Ehrfeld, M. Lacher und B. Speit "Mikrostrukturprodukte aus fotostrukturierbarem Glas", F&M **7-8**, 520-524, (1996)
 13. Canyon Materials, Inc. "Properties of HEBS-Glass"
http://www.canyonmaterials.com/prop_hebs1.html
 14. G. Hansen "Mattscheiben", Z. Tech. Phys. **24**, 341 (1943)
 15. K. Peter "Ätzgrübchen als optische Linsen", Phys. Bl. **17**, 21 (1961)
 16. J. T. Sheridan, N. Streibl, J. Schwider, S. Haselbeck, M. Eisner, M. Heißmeier and O. Falkenstörfer "Modelling and measurement of melted microlens shapes", Optik **97**, 174-180 (1993)
 17. Z. D. Popovic, R. A. Spargue and G. A. Neville Conell "Technique for monolithic fabrication of microlens arrays", Appl. Opt. **27** 1281-1284 (1988)
 18. M. C. Hutley "The manufacture and testing of microlens arrays", Proc. SPIE **1319** 492-493 (1990)
 19. D. Daly, R. F. Stevens, M. C. Hutley and N. Davies "The manufacture of microlenses by melting photoresist", J. Meas. Sci. Technol. **1** 759-766 (1990)
 20. E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner and D. Münchmeyer "Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofforming and plastic molding (LIGA process)", Microelectronic Engineering **4**, 35-56 (1986)
 21. W. Ehrfeld, P. Bley, J. Götz, J. Mohr, D. Münchmeyer and W. Schleb "Progress in deep-etch synchrotron radiation lithography", J. Vac. Sci. Technol. B **6**(1) 178-182 (1988)
 22. J. Jahns, K.-H. Brenner, W. Däschner, C. Doubrava, T. Merklein "Replication of diffractive microoptical elements using a PMMA molding technique", Optik **89** 1-3 (1991)
 23. A. Tervonen "A general model for the fabrication processes of channel waveguides by ion exchange", J. Appl. Phys. **76**, 2746-52 (?)
 24. J. Bähr, K.-H. Brenner, S. Sinzinger, T. Spick and M. Testorf "Index-distributed planar microlenses for three-dimensional micro-optics fabricated by silver-sodium ion exchange in BGG 35 substrates", Appl. Opt. **33**, 5919-5924 (1994)

-
25. W. Singer, M. Testorf and K.-H. Brenner "Gradient index microlenses: numerical investigation of different spherical index profiles with the wave propagation method (WPM)", Appl. Opt. **34**, 2165-2171 (1994)
 26. S. Sinzinger, K.-H. Brenner, J. Moisel, T. Spick and M. Testorf "Astigmatic gradient-index elements for laser-diode collimation and beam shaping", Appl. Opt. **34** 6626-6632 (1995)
 27. J. Bähr and K.-H. Brenner "Realisation of 0.2-N.A. microlenses by field assisted Ag-Na ion exchange", European Optical Society (EOS) Topical Meeting on microlens arrays, NPL Teddinton, UK (1995)
 28. B. Messerschmidt, T. Possner and R. Goering "Colorless gradient index cylindrical lenses with high numerical apertures produced by silver-ion exchange", Appl. Opt. **34**, 7825-7830 (1995)
 29. Dragoman D., Brenner K.-H., Dragoman M., Bähr J., Krackhardt U.: "The H-Rod Microlens as a variant fractional Fourier transformer", Optics Letters, Vol. 23, 1499-1501 (1998)
 30. J. Bähr and K.-H. Brenner "Realization and optimization of planar refracting microlenses by Ag-Na ion-exchange techniques", Appl. Opt. **35**, 5102-5107 (1996)
 31. R. Völkel, M. Heißmeier, H. Kobolla, U. Krackhardt, S. Rosener, J. Schmidt, J. Schwider, J. T. Sheridan, N. Streibl, F. Zobel "Optoelectronic interconnects with holographic optical elements", Proc. SPIE **1849**, Los Angeles (1993)
 32. S. Kufner, M. Kufner, M. Frank, A. Müller and K.-H. Brenner "3D integration of refractive microoptical components by deep proton irradiation", Pure Appl. Opt. **2** 111-124 (1993)
 33. K.-H. Brenner, M. Kufner, S. Kufner, J. Moisel, A. Müller, S. Sinzinger, M. Testorf, J. Göttert and J. Mohr "Application of three-dimensional micro-optical components formed by lithography, electroforming, and plastic molding", Appl. Opt. **32**, 6464-6469 (1992)
 34. R. Klug and K.-H. Brenner "Implementation of Multilens Micro-optical Systems with Large Numerical Aperture by Stacking of Microlenses", Appl. Opt. **38** 7002-7008 (1999)
 35. K.-H. Brenner, "Design tool for systems of stacked micro lenses", Annual Report of the Chair of Optoelectronics, University of Mannheim p. 3 (1997)
 36. R. Klug, J. Bähr und K.-H. Brenner "Mikroobjektive großer numerischer Apertur durch Stapelung planarer Mikrolinsen", Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 100. Tagung in Berlin (1999)

37. T. Findakly, "Glass Waveguides by Ion Exchange: a review", Opt. Eng. **24** 244 (1984)
38. F. Reiff, "Statistische Physik und Theorie der Wärme", Berlin (1987)
39. M. Testorf, "Analyse des Ionenaustauschprozesses in Glas im Hinblick auf eine Synthese refraktiver optischer Mikroelemente", Diss., FAU Erlangen-Nürnberg (1994)
40. R. H. Doremus, "Exchange and diffusion of ions in glass", J. Phys Chem. **68** 2212-2218 (1964)
41. M. Oikawa, K. Iga, M. Morinaga, T. Usui, T. Chiba, "Distributed-index Formation Process in a Planar Microlens", Appl. Opt. **35** 1787-1789 (1984)
42. H.-J. Lilienhof, E. Voges, D. Ritter, B. Pantschew, "Field-induced index profiles of multimode ion-exchanged strip waveguides", IEEE Jour. of Quantum Electr., Vol. QE-18 11 1877-1883 (1982)
43. M. V. Klein und T. E. Furtak, *Optik*, 2nd ed. (Springer Verlag, Heidelberg, Germany, 1988), Kap. 4.3, p. 191
44. J. Schwider, "Advanced Evaluation Techniques in Interferometry", E. Wolf (ed.), "Progress in Optics", **XXVIII** 275 (1990)
45. W. D. Pearce in H. Fischer and L. C. Mausur (Eds), "Conference on extremely high temperatures", Wiley, New York (1958)
46. Yu. I. Ostrowsky, M. M. Butusov and G. V. Ostrovskaya, "Interferometry by holography", Springer Series in Opt. Sciences, Vol. **20**, Berlin 167-171 (1980)
47. J. Bähr and K.-H. Brenner, "Iterative reconstruction of a gradient index distribution from one interferometric measurement", Optik **102** 101-105 (1996)
48. D. Dragoman, M. Dragoman, J. Bähr and K.-H. Brenner "Phase-space measurements of micro-optical objects", Appl. Opt. **38** 5019-5023 (1999)
49. J. Moisel, "Charakterisierung der Abbildungseigenschaften von Mikrolinsen", Diplomarbeit, FAU Erlangen-Nürnberg (1992)
50. Klein - Furtak *Optik* 449-454 (Springer-Lehrbuch, Berlin 1988)
51. C. J. R. Sheppard and H. J. Matthews "The extended-focus, auto-focus and surface-profiling techniques of confocal microscopy", J. of Modern Opt. **35**, 145-54 (1988)
52. D. L. Dickensheets and K. S. Kino, "Micromachined scanning confocal optical microscope", Opt. Letters **21**, 764-6 (1996)
53. H. J. Tiziani, R. Achi and R. M. Kramer, "Chromatic confocal microscopy with microlenses", J. of Modern Opt. **43**, 155-63 (1996)

-
54. N. P. Rea, T. Wilson and R. Juskaitis, "Semiconductor laser confocal and interference microscopy", *Opt. Comm.* **124**, 158-67 (1996)
 55. S. Sinzinger and J. Jahns, "Planar optical confocal microscope for imaging and sensing" in *Proceedings of Topical Meeting on Free-Space Micro-optical Systems* (European Optical Society, Engelberg, Switzerland, 1996)
 56. R. Klug und K.-H. Brenner "Demonstration von mehrlinsigen mikrooptischen Systemen großer numerischer Apertur", Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, 99. Tagung in Bad Nenndorf (1998)
 57. J. Bähr "Analyse des feldunterstützten Silber-Natrium Ionenaustausches zur Herstellung planarer Mikrolinsen", Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (1996)
 58. SIA 1997 "The National Technology Roadmap for Semiconductors", <http://www.notes.semtech.org/roadmap5.pdf>
 59. G. I. Yayla, J. Marchand and S.C. Esener "Speed and energy analysis of digital interconnections: comparison of on-chip, off-chip and free-space technologies", *Appl. Opt.* **37**, 205-22 (1998)
 60. D. B. Keck "Spatial and temporal power transfer measurements on a low loss optical waveguide", *Appl. Opt.* **13**, 1882-1888 (1974)
 61. G. J. Herskowitz, H. Kobrinsky and U. Levy "Angular Division Multiplexing in Optical Fibers", *Laser Focus* **19**, 83-88 (1983)
 62. U. Krackhardt, R. Klug, K.-H. Brenner "Broadband parallel-fiber optical link for short-distance interconnection with multimode fibers", *Appl. Opt.* **39**, 690-697 (2000)
 63. G. Gloge "Optical Power Flow in Multimode Fibers", *Bell Syst. Techn. J.* **51**, 1767-83 (1972)
 64. G. Einarsson *Principles of Lightwave Communications* 40-51 (John Wiley & Sons, Chichester 1996)
 65. T. Okoshi *Optical Fibers* (Academic Press, Orlando, 1982)
 66. D. Marcuse *Light Transmission Optics* (Van Nostrand, New York, 1982)
 67. U. Levy, H. Kobrinsky and A. Friesem: "Angular Multiplexing for Multichannel Communication in a Single Fiber", *IEEE J. Quant. El., QE-17*, 2215-2224 (1981)
 68. K.-H. Brenner, U. Krackhardt, R. Klug "Directional Multiplexing for optical Board to Board Interconnection", in *EOS, Optics in Computing, Topical Meeting Digests Series 3490*, 416-418 (1998)

69. W.A. Gambling, D. H. Payne and H. Matsumura “Mode conversion coefficients in optical fibers”, Appl.Opt. **14**, 1538-1542 (1975)

Danksagung

Prof. Dr. Karl-Heinz Brenner ermöglichte mir nicht nur die Ausführung dieser Arbeit, er gestattete darüber hinaus die weitgehend freie Gestaltung der Arbeit und die Entwicklung eigener Gedanken und kleinerer Projekte. Dafür und für die kritische Begleitung meiner Arbeit gilt ihm mein besonderer Dank.

Bei Prof. Dr. Richter möchte ich mich für das Studium am Lehrstuhl für Atomphysik, Technische Universität Budapest bedanken. Erst die vielen Erfahrungen auf dem Gebiet der Optik, die ich an diesem Lehrstuhl gesammelt habe, haben mir die Promotion in Mannheim ermöglicht. Mein besonderer Dank gilt meiner damaligen Themeleiterin Dr. Emőke Lőrinc und ihren Kollegen: Dr. Attila Barócsi, Dr. Gábor Szarvas und Dr. László Kocsányi.

Prof. Dr. Jürgen Jahns vom Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik, FernUniversität Hagen danke ich herzlich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Dr. Ulli Krackhardt danke ich für die zahlreichen Diskussionen, die mir sehr viel geholfen haben, bei unterschiedlichsten Problemen Klarheit zu schaffen und den einfachsten Weg zu finden.

Auch Dr. Jochen Bähr möchte ich für die Unterstützung danken. Ohne seine präzise diffundierten Mikrolinsen und ohne die sorgfältigen Interferometer-Messungen wären weite Teile der vorliegenden Arbeit nicht möglich gewesen.

Zu danken habe ich auch unserem Mechaniker, Michael Kraft, für die Unterstützung der Experimente, die für meine Arbeit notwendig waren. Für die Beiträge von Messungen und für die damit verbundene Arbeit danke ich Sven Flamuth und Michael Fauland.

Volker Schumacher, Jürgen Weisshaar, Eugen Fritsch, Oliver Brück, Klaus-Peter Dillman und noch zahlreichen weiteren Personen möchte ich an dieser Stelle auch nachdrücklich für die harte Arbeit danken, die sie beim Korrekturlesen der Arbeit vollbracht haben.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie und besonders bei meiner Frau Annamaria für Verständnis, Rückhalt und Unterstützung bedanken.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Róbert Klug
geboren	2.4.1969 in Budapest, Ungarn
Staatsangehörigkeit	ungarisch
Wohnort	88284 Wolpertswende, Johann-Strauß-Weg 1.
Familienstand	verheiratet seit 30.12.1994 mit Róbertné Klug, geb. Annamária Bognár Kinder: Petra Klug, geb. 1.6.1995 David Klug, geb. 25.3.1997
Konfession	römisch-katholisch
Eltern	József Klug, Dipl. chem.-Ing. Józsefné Klug, geb. Katalin Remsperger, Dipl. elektr.-Ing.

Schulausbildung

1975-1983	Grundschule Leiningen, Budapest, Ungarn
1983-1987	Berzsenyi Dániel Gymnasium, Budapest, Ungarn (Klasse mit erweiterter Mathematik)

Wehrdienst

08.87 - 08.88	Grundwehrdienst in Gyöngyös, Ungarn
---------------	-------------------------------------

Studium

1988-1992	Elektrotechnik an der Technische Universität Budapest (TUB) (Regelstudienzeit: 5 Jahre, d.h. 10 Semester) Fachgebiet: technische Physik
Juni 1992	Diplomprüfung Diplomarbeit am Lehrstuhl für Atomphysik an der TUB mit dem Thema: Frequenz abhängige Zurückkopplung des Halb- leiterlasers

Promotion

- | | |
|---------------|---|
| 06.92 - 03.96 | im Doktorandenprogramm ”angewandte Physik“ am Lehrstuhl für Atomphysik an der TUB mit dem Thema: Messung der aus Polymeren bestehenden integriert-optischen Bauelemente |
| 10.94 - 09.95 | Forschungs- und Studienaufenthalt bei Prof. Dr. K.-H. Brenner am Lehrstuhl für angewandte Optik an der Universität Erlangen/Nürnberg |
| 04.96 - 10.99 | wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Optoelektronik an der Universität Mannheim |

